

DLR-IB-AS-BS-2017-168

Numerische Untersuchung der flugmechanischen statischen Stabilität für eine Transportflugzeugkonfiguration im transsonischen Geschwindigkeitsbereich

Lennert Hagemann

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.
Aerodynamik und Strömungstechnik
Center for Computer Applications in AeroSpace Science
and Engineering
Braunschweig



Deutsches Zentrum
für Luft- und Raumfahrt

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und eigenhändig sowie ohne unerlaubte fremde Hilfe und ausschließlich unter Verwendung der aufgeführten Quellen und Hilfsmittel angefertigt habe.

Lennert Hagemann
20. September 2017

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit zeigt den Einfluss des transsonischen Geschwindigkeitsbereiches auf die flugmechanische statische Stabilität an einer Transportflugzeugkonfiguration in Form eines generischen Windkanalmodells. Hierzu werden strömungsmechanische Grundlagen vorausgesetzt. Im subsonischen Geschwindigkeitsbereich können flugmechanische Eigenschaften aufgrund des annähernd linearen Verhaltens gut durch potentialtheoretische Ansätze wie die Prandtl-Glauert-Regel beschrieben werden. Durch lokale Überschallgebiete am Flugzeug im transsonischen Geschwindigkeitsbereich und die damit verbundenen Stöße und Ablösungen kann das Verhalten nicht mehr mit der Potentialtheorie beschrieben werden. Um das flugmechanische Verhalten dennoch abbilden zu können, müssen Kompressibilitäts- und Viskositätseffekte berücksichtigt werden. Hierzu sind z. B. Simulationen basierend auf der Reynolds-Averaged-Navier-Stokes Gleichung notwendig. Dabei müssen zeitlich aufgelöste Simulationen durchgeführt werden, um das Verhalten des Flugzeugs beschreiben zu können. Diese instationären Rechnungen sind zeitintensiv und benötigen eine hohe Rechenleistung. Mittels linearisierter Verfahren können diese Faktoren gesenkt werden. Die in dieser Arbeit verwendete Methode basiert dabei auf einem Störansatz. Hierbei dienen stationäre Reynolds-Averaged-Navier-Stokes Rechnungen als Referenzzustand. Aufbauend auf diesen wird ein Linearisierter-Frequenzbereich-Löser verwendet, um die strömungsmechanischen Beiwerte und deren Derivative zu bestimmen. Unter Anwendung dieses Verfahrens wurde für das in dieser Arbeit untersuchte generische Windkanalmodell das nicht lineare Verhalten der aerodynamischen Kräfte und Momente sowie das der flugmechanischen statischen Stabilität gezeigt.

Inhaltsverzeichnis

Nomenklatur	5
1. Einleitung	8
2. Theorie	10
2.1. Flugmechanische statische Stabilität	11
2.1.1. Theorie der Längsbewegung	12
2.1.2. Theorie der Seitenbewegung	14
2.2. Numerische Verfahren	15
2.2.1. Strömungslöser	15
2.2.2. Linearisierter-Frequenz-Bereich Löser	16
2.3. Aerodynamisches Verhalten	16
3. Simulationsumgebung	22
3.1. DLR-F12 Konfiguration	22
3.2. Parameterbereich der Simulationen	24
3.3. Netzkonvergenzstudie	25
3.4. Konvergenz der RANS und LFD Simulationen	30
4. Statische Stabilität der DLR-F12	32
4.1. Längsbewegung	32
4.2. Seitenbewegung	37
5. Fazit	40
A. Rechennetze	44
A.1. NACA64A010	44
B. Konvergenz	45
B.1. Konvergenz der RANS-Simulationen	46

Nomenklatur

Lateinische Symbole

Symbol	Einheit	Bezeichnung
a	[m/s]	Schallgeschwindigkeit
A	[N]	Auftrieb
C	[m]	Profilsehnenlänge
\vec{M}	[N]	Resultierendes aerodynamisches Moment $\begin{bmatrix} L & M & N \end{bmatrix}^T$
Q	[N]	Querkraft
\vec{F}	[N]	Resultierende aerodynamische Kraft $\begin{bmatrix} W & Q & A \end{bmatrix}^T$
R	[-]	Residuum
S	[m ²]	Flügelfläche
\vec{V}	[m/s]	Geschwindigkeitsvektor $\begin{bmatrix} u & v & w \end{bmatrix}^T$
v	[m/s]	Geschwindigkeitsbetrag
W	[N]	Widerstand
x, y, z	[m]	Kartesische Koordinaten

Griechische Symbole

Symbol	Einheit	Bezeichnung
α	[°]	Anstellwinkel
β	[°]	Schiebewinkel
γ	[°]	Bahnwinkel
ψ	[°]	Gierwinkel
Θ	[°]	Nickwinkel
Φ	[°]	Rollwinkel
$\vec{\phi}$	[°]	Eulerwinkel $[\Phi \ \Theta \ \Psi]^T$
τ	[N/m ²]	Schubspannung

Kennzahlen

Symbol	Definition	Bezeichnung
C_A	$\frac{A}{q_\infty \cdot S}$	Auftriebsbeiwert
C_{A0}		Anstellwinkel unabhängiger Auftriebsbeiwert
$C_{A\alpha}$	$\frac{\partial C_A}{\partial \alpha}$	Auftriebsanstieg
C_{f_x}	$\frac{\tau_x}{q}$	Schubspannungsbeiwert in X-Richtung
C_m	$\frac{M}{q_\infty \cdot S \cdot l_\mu}$	Nickmomentenbeiwert
C_{m0}		Anstellwinkel unabhängiger Nickmomentenbeiwert
$C_{m\alpha}$	$\frac{\partial C_m}{\partial \alpha}$	Nickmomentenanstieg
C_n	$\frac{N}{q_\infty \cdot S \cdot l_\mu}$	Giermomentenbeiwert
$C_{n\beta}$	$\frac{\partial C_n}{\partial \beta}$	Schiebegierderivativ oder Windfahnenstabilität
C_Q	$\frac{Q}{q_\infty \cdot S}$	Querkraftbeiwert
$C_{Q\beta}$	$\frac{\partial C_Q}{\partial \beta}$	Querkraftanstieg
C_W	$\frac{W}{q_\infty \cdot S}$	Widerstandsbeiwert
l_μ		Mittlere Flügeltiefe
Ma	$\frac{v}{a}$	Machzahl
q	$\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v^2$	Staudruck
Re	$\frac{v \cdot l_\mu}{\nu}$	Reynoldszahl

Indizes

Index	Bedeutung
-------	-----------

A	Auftrieb
a	Aerodynamisches Koordinatensystem
f	Flugzeugfestes Koordinatensystem
g	Geodätisch-flugzeugfestes Koordinatensystem
k	Bahnfestes Koordinatensystem
τ	TAU Koordinatensystem
l	Rollmoment
m	Nickmoment
n	Giermoment
Q	Querkraft
W	Widerstand
∞	Ungestörter Zustand

Abkürzungen

Abkürzung	Bezeichnung
-----------	-------------

CFD	C omputational F luid D ynamics
DLR	D eutsches Zentrum für L uft- und R aumfahrt
LFD	L inear F requency D omain
RANS	R eynolds A veraged N avier S tokes
URANS	U nsteady R eynolds A veraged N avier S tokes
GMRES	G eneralized M inimal R esidual

1. Einleitung

Die Flugmechanik ist ein essentieller Bereich des Flugzeugentwurfs. Sie beschreibt das Verhalten des Flugzeugs durch äußere Einwirkungen aber auch die Steuerbarkeit durch die Piloten und ist somit unerlässlich um ein flugfähiges, sicheres Gesamtsystem zu gewährleisten.

Grundsätzliche Einflussfaktoren bilden die Aerodynamik, die Masse bzw. die Massenverteilung, der resultierende Schwerpunkt und die strukturelle Stabilität des Flugzeugs. Diese umfangreichen Einflüsse machen die Flugmechanik zu einer sehr komplexen Aufgabe und erfordern eine Untersuchung dieser von Beginn an eines Flugzeugentwurfs. Dabei sind für die Lösung der mathematischen Beschreibungen ebenfalls sehr aufwendige Rechenverfahren notwendig, um genügend genaue Vorhersagen treffen zu können.

Das aerodynamische Verhalten ist im subsonischen Geschwindigkeitsbereich näherungsweise linear und kann mit der Potentialtheorie gut beschrieben werden. Dagegen entstehen im transsonischen Geschwindigkeitsbereich, durch Kompressibilitäts- und Viskositätseffekte hervorgerufen, Stöße und Ablösungen. Diese Effekte sind nicht linear und können auch durch angepasste Ansätze der Potentialtheorie, wie der Prandtl-Glauert Näherung nicht beschrieben werden. Hierfür sind aufwändigere Beschreibungen wie die kompressiblen Reynolds-Averaged-Navier-Stokes (RANS) Gleichungen notwendig. Diese müssen dabei zeitlich aufgelöst werden, um das Verhalten eines Flugzeugs nach einer Störung zu beschreiben. Diese instationären Rechnungen sind sehr zeitintensiv und benötigen viel Rechenleistung.

Des weiteren ist es unerlässlich Windkanal- und Flugversuche durchzuführen um diese mathematischen Modelle zu überprüfen und verbessern zu können. Ein speziell für diese Aufgabe entworfenes generisches Flugzeugmodell ist die DLR-F12. Anhand dessen hat bereits A. Hübner in [5] die Berechnung flugmechanischer Derivative, durch ein auf der instationären RANS (URANS) Gleichung basierendem Verfahren, mit Windkanalmessungen verglichen.

Die Abteilung $C^2A^2S^2E$ am Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR) in Braunschweig beschäftigt sich deshalb mit der Entwicklung effizienter numerischer Verfahren, um aerodynamische Einflüsse auf die flugmechanischen Eigenschaften berechnen zu können.

Im Rahmen dieser Arbeit wird anhand der DLR-F12 mit einem auf der kompressiblen RANS Gleichung aufbauendem Verfahren, einer Linearisierter-Frequenz-Bereich (LFD) Methode, untersucht wie sich die flugmechanischen statischen Derivative im transsonischen Geschwindigkeitsbereich unter Einfluss von kompressiblen und viskosen Effekten verhalten. Dabei werden in Abschnitt 2 theoretische Grundlagen erläutert und ein Vergleich zu analytischen Ansätzen dargestellt. Auch wird hier kurz auf die verwendeten numerischen Simulationsverfahren eingegangen. Abschnitt 3 gibt eine detailliertere Übersicht über das Simulationsmodell, den Parameterbereich und die Simulationen. Die Ergebnisse dieser sind in Abschnitt 4 dokumentiert. Abschnitt 5 fasst die Arbeit abschließend zusammen.

2. Theorie

Im folgenden Kapitel werden die physikalischen Grundlagen dieser Bachelorarbeit erläutert. Es wird der Einfluss der transsonischen Strömung auf die aerodynamischen Größen gezeigt. Weiter wird die flugmechanische statische Stabilität beschrieben und wie sich die transsonischen Effekte auf diese auswirken. Diese Verhaltensweisen werden zunächst an einem 2D-Fall eines NACA64A010-Profils, siehe Abbildung 2.1, gezeigt. Anhand dessen werden ebenfalls in Abschnitt 2.3 Ergebnisse von den dazu durchgeführten Simulationen dargestellt. Das Rechennetz für diese Simulationen wurde vom DLR vorgegeben und ist in Anhang A.1 dargestellt. Dieses wird für die Erläuterungen der Theorie nicht weiter betrachtet. Außerdem werden in diesem Abschnitt die verwendeten numerischen Verfahren der Computational-Fluid-Dynamics (CFD) und der LFD Methode zur Berechnung der notwendigen Kräfte bzw. Beiwerte vorgestellt.

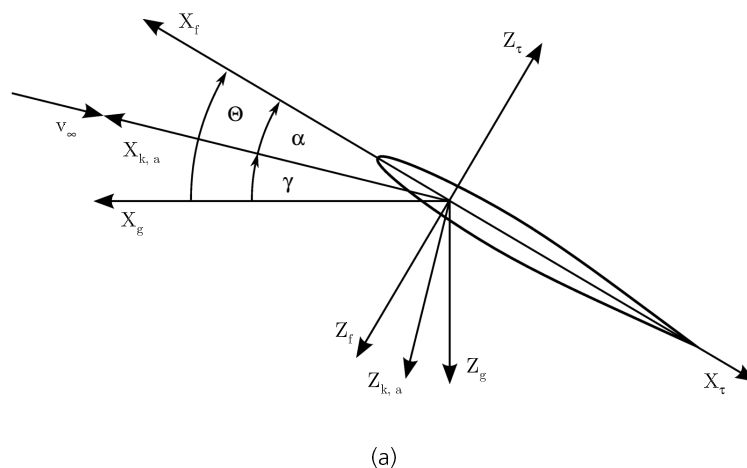


Abbildung 2.1.: **Verwendetes NACA64A010-Profil zur Erläuterung der physikalischen Grundlagen. Profildaten nach [1]. Aerodynamisches System (a), körperfestes System (f), geodätisches System (g), bahnfestes System (k), TAU System (τ).**

Für die Betrachtung eines Flugzeugs werden die Koordinatensysteme nach der Luftfahrt-norm DIN LN9300 verwendet. Diese sind in Abbildung 2.1, mit den dazugehörigen Winkeln und der Anströmung \vec{V}_∞ , am NACA64A010-Profil dargestellt. Darunter das geodätisch-flugzeugfeste System (g), das flugzeugfeste System (f), das bahnfeste System (k) sowie das aerodynamische System (a). Außerdem ist das TAU-System (τ) eingezeichnet, in dem alle aerodynamischen Werte dieser Arbeit beschrieben werden. Somit ist der Auftrieb und Widerstand im Gegensatz zu den konventionellen Systemen positiv. Allgemein gilt dabei für die Definitionen der aerodynamischen Kräfte \vec{F} und Momente \vec{M}

$$\vec{F} = \begin{bmatrix} W \\ Q \\ A \end{bmatrix}, \quad (2.1)$$

und

$$\vec{M} = \begin{bmatrix} L \\ M \\ N \end{bmatrix}. \quad (2.2)$$

Da für die Simulationen die Anströmungen vorgegeben werden ist der Windeinfluss nicht zu betrachten. Somit liegt das aerodynamische Koordinatensystem auf dem bahnfesten Koordinatensystem. Weiter wird in allen Berechnungen der Horizontalflug mit $\gamma = 0^\circ$ untersucht. Aus diesen Annahmen leitet sich ab, dass der aus Roll-, Nick- und Gierwinkel bestehende Eulerwinkel $\vec{\phi} = [\Phi \ \Theta \ \Psi]^T = [\Phi \ \alpha \ \beta]^T$ ist.

2.1. Flugmechanische statische Stabilität

Die flugmechanische Stabilität beschreibt das Verhalten des Flugzeugs nach einer Störung. Dies können Steuereingaben oder auch Umwelteinflüsse wie z. B. eine Windböe sein. Die statische Stabilität gibt dabei lediglich Auskunft darüber, ob das Flugzeug nach einer Störung die initiale Tendenz hat in den Ursprungszustand zurück zu kehren. Die Frage, ob das Flugzeug nach der Rückkehr in den Ursprungszustand dort verbleibt oder darüber hinaus schwingt, ist eine Fragestellung der dynamischen Stabilität [3].

2.1.1. Theorie der Längsbewegung

In der Längsbewegung wird die Anströmung als Parallelströmung in der X-, Z-Ebene eines Flugzeugs betrachtet. Entscheidend für die Längsstabilität ist das Nickmoment M [3]. Für das stabile Verhalten resultiert, nach einer auftriebserhöhenden Störung der Anströmung, ein Rückstellmoment am Flugzeug. Dieses bewegt das Flugzeug zurück in den Ausgangszustand. Ist das Rückstellmoment gegenläufig trägt es zur weiteren Auftriebserhöhung bei und das Flugzeug verhält sich instabil.

In Abbildung 2.2 ist der Auftrieb A_τ eines Profils, mit der Anströmung \vec{V}_∞ , im TAU Koordinatensystem dargestellt. Der Auftrieb ist in zwei Anteile unterteilt. Zum einen in den vom Anstellwinkel unabhängigen Auftrieb A_0 , dieser greift im Druckpunkt DP_0 an. Zum anderen in den vom Anstellwinkel abhängigen Auftrieb A_α , welcher im Neutralpunkt NP angreift.

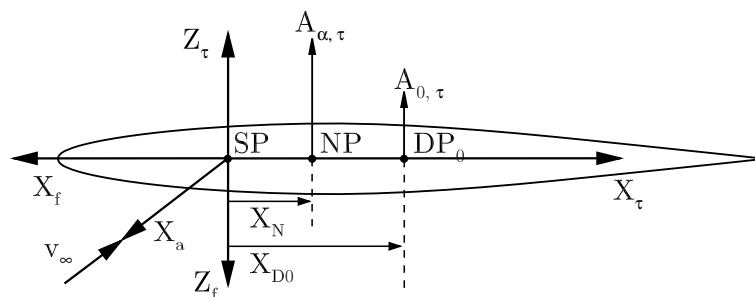


Abbildung 2.2.: **Beispielhafte Auftriebsverteilung im TAU Koordinatensystem (τ) am NACA64A010-Profil in der X-, Z-Ebene mit der Anströmung \vec{V}_∞ . SP Schwerpunkt, NP Neutralpunkt, DP Druckpunkt, A Auftrieb.**

Der in Abbildung 2.2 dargestellte Auftrieb ist aus dem aerodynamischen Koordinatensystem in das TAU Koordinatensystem transformiert. Mit diesem und den Abständen X_N und X_{D0} ergibt sich die Momentengleichung um den Schwerpunkt SP zu

$$M = -A_\alpha \cdot X_N - A_0 \cdot X_{D0}. \quad (2.3)$$

Indem $A_0 \cdot X_N - A_0 \cdot X_N$ zu Gleichung 2.3 dazu addiert wird kann das Moment M mit Hilfe des Nullmoments M_0 , abhängig vom Gesamtauftrieb, beschrieben werden [8].

$$M = -A_\alpha \cdot X_N - A_0 \cdot X_{D0} + A_0 \cdot X_N - A_0 \cdot X_N, \quad (2.4)$$

$$M = -(A_\alpha + A_0) \cdot X_N + A_0 \cdot (X_N - X_{D0}), \quad (2.5)$$

$$M = -A(\alpha) \cdot X_N + M_0. \quad (2.6)$$

Unter Berücksichtigung der Schreibweise in Beiwertform mit

$$C_A = \frac{A}{q_\infty \cdot S}, \quad (2.7)$$

und

$$C_m = \frac{M}{q_\infty \cdot S \cdot l_\mu}, \quad (2.8)$$

schreibt sich die Momentengleichung wie folgt

$$C_m(\alpha) = -\frac{X_N}{l_\mu} \cdot C_A(\alpha) + C_{m0}. \quad (2.9)$$

Da C_{m0} konstant ist resultiert für die Stabilitätsbetrachtung die Ableitung nach dem Anstellwinkel α wie folgt

$$\frac{\partial C_m}{\partial \alpha} = -\frac{X_N}{l_\mu} \cdot \frac{\partial C_A}{\partial \alpha}. \quad (2.10)$$

Mit den Definitionen

$$C_{m_\alpha} := \frac{\partial C_m}{\partial \alpha}, \quad (2.11)$$

und

$$C_{A_\alpha} := \frac{\partial C_A}{\partial \alpha}, \quad (2.12)$$

ergibt sich

$$C_{m_\alpha} = -\frac{X_N}{l_\mu} \cdot C_{A_\alpha}, \quad (2.13)$$

$$\frac{C_{m_\alpha}}{C_{A_\alpha}} = -\frac{X_N}{l_\mu}. \quad (2.14)$$

Um statische Längsstabilität zu gewährleisten wird ein negatives C_{m_α} gefordert [3]. Aus Gleichung 2.13 ist ersichtlich, dass der Abstand X_N direkten Einfluss auf das Stabilitätsverhalten hat und wird deswegen auch als Stabilitätsmaß bezeichnet. Betrachtet man eine Flugzeugkonfiguration lässt sich dieses Prinzip analog anwenden und die Lage des Neutralpunktes spielt eine essentielle Rolle im Stabilitätsverhalten.

Für das hier betrachtete NACA64A010-Profil wird der Schwerpunkt und der Ursprung der Koordinatensysteme im Neutralpunkt bei 25% der Profiltiefe angenommen. Somit ergibt sich $X_N = 0$ und folglich gilt für diesen Fall $\frac{C_{m_\alpha}}{C_{A_\alpha}} = 0$.

2.1.2. Theorie der Seitenbewegung

In der Seitenbewegung wird die Bewegung des Flugzeugs in der X-, Y-Ebene beschrieben. Dabei ist der seitliche Anstellwinkel β , auch Schiebewinkel genannt, ein wichtiger Parameter. Analog zur Längsbewegung stellt sich konkret die Fragestellung wie das Giermoment N sich über den Schiebewinkel verhält. Dies lässt sich mit dem Schiebe-Gier-Derivat C_{n_β} beschreiben. Dieses Derivat ist maßgeblich vom Seitenleitwerk abhängig. Da dieses das Verlangen hat sich stets in den Wind zu stellen wird dieses Derivat auch Windfahnenstabilität genannt.

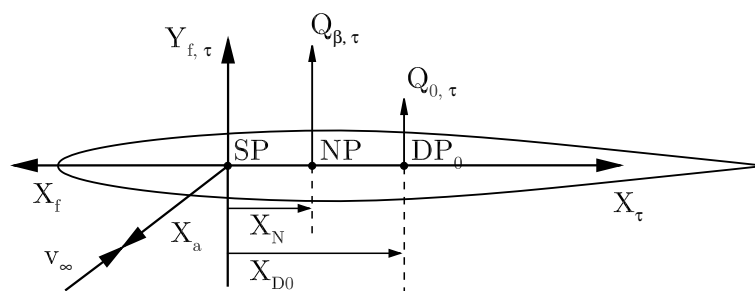


Abbildung 2.3.: **Beispielhafte Kräfteverteilung der Querkraft im Tau Koordinatensystem am NACA64A010-Profil in der X-, Y-Ebene mit der Anströmung \vec{v}_∞ . SP Schwerpunkt, NP Neutralpunkt, DP Druckpunkt, Q Seitenkraft.**

Analog zur Längsstabilität lässt sich aus Abbildung 2.3 die Gleichung 2.13 für das Giermoment N ableiten und lautet

$$C_{n_\beta} = \frac{X_N}{I_\mu} \cdot C_{Q_\beta}, \quad (2.15)$$

$$\frac{C_{n_\beta}}{C_{Q_\beta}} = \frac{X_N}{I_\mu}. \quad (2.16)$$

Beispielzahlenwerte der Stabilitätsderivative aus der Literatur, von Passagierflugzeugen im Reiseflug, sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

Flugzeugtyp	Ma	C_{m_α}	C_{n_β}	C_{A_α}	C_{Q_β}	$\frac{X_N}{I_\mu} \text{ LB}$	$\frac{X_N}{I_\mu} \text{ SB}$
Airbus A300	0,881	-1,081	1,616	6,22	-1,149	-0,174	-1,406
Boeing 707	0,801	-0,824	0,222	4,60	-0,755	-0,179	-0,286

Tabelle 2.1.: **Stabilitätsderivative kommerzieller Passagierflugzeuge im Reiseflug aus der Literatur und $\frac{X_N}{I_\mu}$ nach Gleichung 2.14 und 2.16. SB Seitenbewegung, LB Längsbewegung. Eigene Darstellung nach [3, Anhang A.2].**

2.2. Numerische Verfahren

In diesem Abschnitt werden die verwendeten numerischen Verfahren erläutert. Die Netzerzeugung war nicht Bestandteil dieser Arbeit und die numerischen Rechnernetze wurden vorgegeben. Das verwendete Netz für die numerischen Simulationen wird in Abschnitt 3.3 kurz beschrieben.

2.2.1. Strömungslöser

Als Simulationsumgebung wird der vom DLR entwickelte TAU-Code verwendet. Der Simulationsprozess wird dabei durch Python-Skripte gesteuert. Der TAU-Code besteht aus mehreren Modulen, welche je nach Anwendungsfall kombiniert werden können. Für diese Arbeit wird der Strömungslöser benutzt. Dieser löst die kompressiblen 3D RANS Gleichungen.

chungen. Dabei wird für die räumliche Diskretisierung eine Finite-Volumen-Methode angewandt. Die Strömungsgleichungen werden dabei mit einem Verfahren zweiter Ordnung gelöst [4]. Als Schließungsansatz der turbulenten Rechnung wird das Eingleichungsmodell der Wirbelviskosität nach Spalart-Allmaras, SA-Neg eingesetzt [2].

2.2.2. Linearisierter-Frequenz-Bereich Löser

Da Störungen im Flugbetrieb meist ein instationäres Verhalten der Kräfte und Momente hervorruft, sind instationäre Rechnungen notwendig um das Verhalten des Flugzeugs nach einer Störung zu beschreiben. Diese sind mit einem enormen Rechenaufwand verbunden. Als Alternative wird eine LFD Methode verwendet, welche durch einen Linearisierungsansatz den Rechenaufwand reduziert. Für die Anwendung dieser Methode werden kleine periodische Störungen um einen stationären Flugzustand vorausgesetzt. Die Referenzzustände werden dabei durch stationäre RANS Simulationen berechnet und die Störungen werden mit Fourierreihen beschrieben. Unter Verwendung des Störansatzes werden die URANS Gleichungen linearisiert und in den Frequenzbereich transformiert. Anschließend werden diese Gleichungen im Frequenzbereich für die erste harmonische Schwingung gelöst [10].

2.3. Aerodynamisches Verhalten

Bei Strömungen in der Nähe der Schallgeschwindigkeit und darüber hinaus entstehen hohe Gradienten im Widerstandsverlauf [6]. Dieser Effekt zeigt sich ebenfalls in weiteren aerodynamischen Größen und deren Derivativen. Ein analytischer Ansatz zur Beschreibung des Verhaltens in diesem Geschwindigkeitsbereich ist die Prandtl-Glauert-Ackeret'sche Regel. Sie bildet einen Vergleichszustand im Unterschall auf den Geschwindigkeitsbereich $Ma_\infty < 1$ ab [7]. Dabei besteht das Problem, dass durch die lokalen Überschallgebiete nicht lineare Effekte auftreten, welche durch die zugrundeliegende Potentialtheorie nicht abgebildet werden können.

Diese Effekte werden anhand des schlanken NACA64A010-Profils verdeutlicht. Es wird für verschiedene Machzahlen und Anstellwinkel die kompressible RANS-Gleichung im stationären Fall numerisch berechnet. Anschließend wird eine LFD-Methode verwendet um die

statischen Stabilitätsderivative zu ermitteln. Für die folgenden Darstellungen wird die X -Koordinate auf die Profilsenhnenlänge C normiert, sodass gilt $X := \frac{x}{C}$.

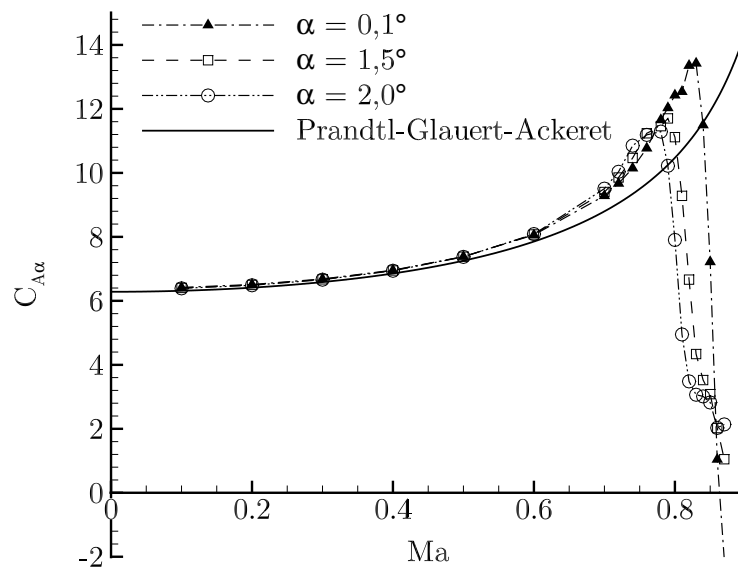


Abbildung 2.4.: **Vergleich des Auftriebsanstiegs mit steigender Machzahl durch die Prandtl-Glauert-Ackeret'sche Näherung [6] und der auf der RANS-Gleichung basierenden LFD-Methode anhand des NACA64A010-Profiles.**

In Abbildung 2.4 ist die gute Näherung des Auftriebsanstiegs der Prandtl-Glauert-Theorie im Vergleich zu den RANS basierten Simulationsergebnissen im niedrigen Machzahlbereich bis $Ma_\infty = 0,6$ zu erkennen. Ab $Ma_\infty = 0,7$ zeigt sich eine größer werdende Abweichung zu dieser Theorie, bis hin zur Ausbildung starker Gradienten. Es bildet sich eine Delle im transsonischen Bereich.

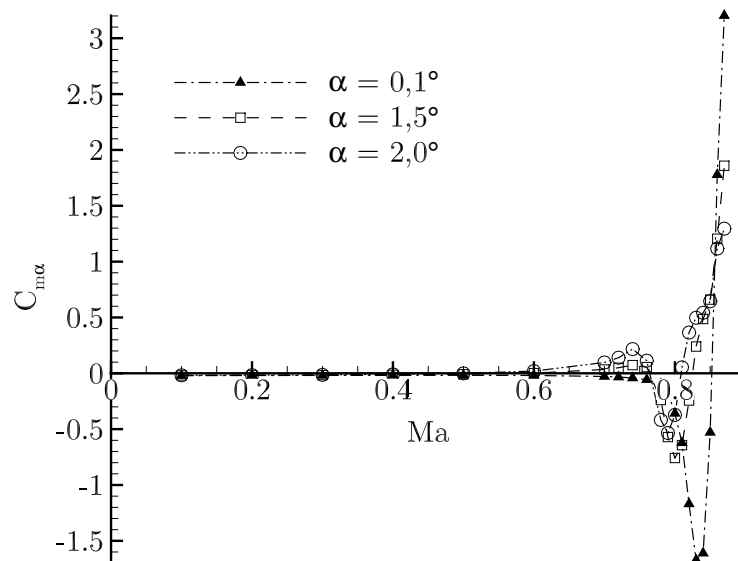


Abbildung 2.5.: **Verhalten des Nickmomentenanstiegs über steigende Machzahlen anhand des NACA64A010-Profiles, berechnet mit der RANS basierten LFD-Methode.**

Dieses nicht lineare Verhalten im transsonischen Bereich lässt sich auch im Verlauf des Nickmomentenanstiegs erkennen. Abbildung 2.5 zeigt den Wechsel von $C_{m\alpha}$ vom positiven in den negativen Bereich im transsonischen Bereich. Dieses Verhalten ist für die flugmechanische Stabilitätsbetrachtung von besonderer Bedeutung. Die Kräfte und Momente der Simulation werden wie in der Theoriebetrachtung in Abschnitt 2.1.1 bei $X = 0,25$ ausgewertet. Dabei wird das aus der Theorie erwartete Stabilitätsmaß von $X_N = 0$ durch die Simulation mit $C_{m\alpha} = 0$ bis $Ma = 0,6$ bestätigt. Darüber hinaus treten die erwarteten starken Gradienten auf und $C_{m\alpha}$ wechselt ab $Ma = 0,8$ vom negativen in den positiven Bereich. Dieses Verhalten ist durch Gleichung 2.14 direkt mit der Neutralpunktlage X_N verknüpft und zeigt, dass diese sich über den Geschwindigkeitsbereich verschiebt.

Die dabei zugrundeliegenden strömungsmechanischen Effekte können in der Strömungslösung beobachtet werden. Dazu werden zwei Fälle genauer betrachtet. Die Abbildungen 2.6(a) bis 2.7 zeigen den Strömungszustand bei der Machzahl $Ma = 0,76$ und dem Anstellwinkel $\alpha = 2^\circ$. Darunter ist in Abbildung 2.6(a) die C_p -Verteilung, in Abbildung 2.6(b) die Verteilung des Schubspannungsbeiwertes C_{f_x} und in Abbildung 2.7 die Geschwindigkeitsverteilung dargestellt. Die Contour-Linie bei $Ma = 1$ ist in schwarz hervorgehoben. Analog ist der Strömungszustand bei $Ma = 0,85$ und $\alpha = 2^\circ$ in den Abbildungen 2.8(a)

bis 2.9 gezeigt.

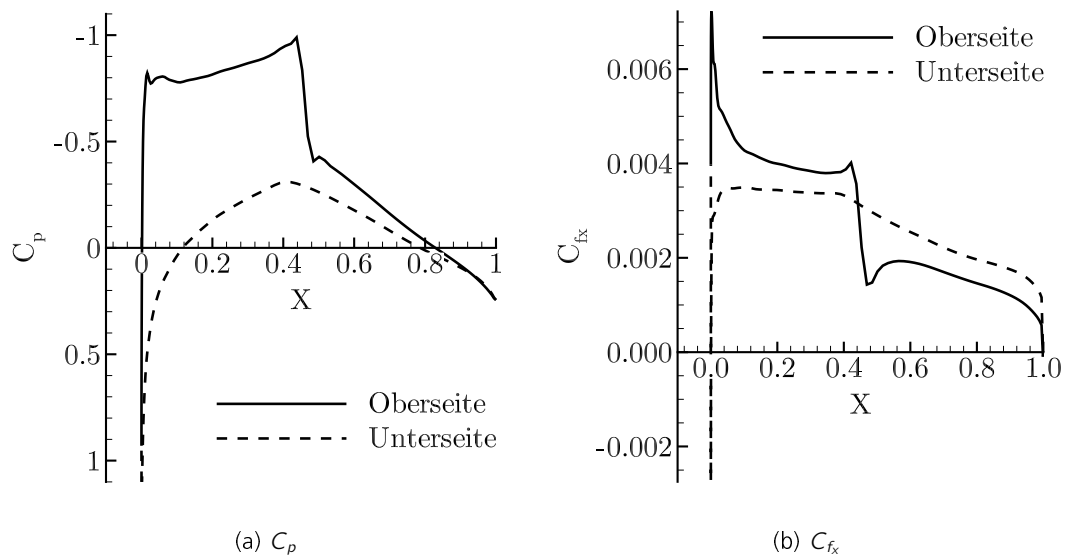


Abbildung 2.6.: **(a) C_p - und (b) C_{f_x} -Verteilung über das NACA64A010-Profil bei $Ma = 0,76$ und $\alpha = 2^\circ$.**

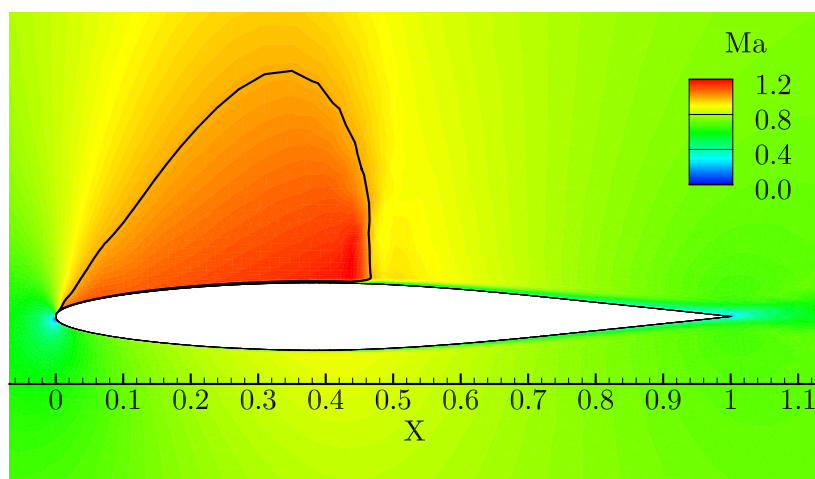


Abbildung 2.7.: **Contour-Darstellung der Machzahlen des NACA64A010-Profiles bei $Ma = 0,76$ und $\alpha = 2^\circ$. $Ma = 1$ ist schwarz hervorgehoben.**

Der erste Fall bei $Ma = 0,76$ zeigt einen Zustand vor der transsonischen Delle, siehe Abbildung 2.4. An diesem Punkt ist C_{m_α} leicht positiv. Dieser lässt sich auf das Auftreten des lokalen Überschallgebietes aus Abbildung 2.7 zurückführen. In Abbildung 2.6(a) ist die typische C_p -Verteilung für Überschallströmungen in diesem Bereich und den dabei entstehendem Stoß bei $X \approx 0,45$ dargestellt. Dieser ist ebenfalls in der C_{f_x} -Verteilung aus Abbildung 2.6(b) erkennbar. Des Weiteren ist die Strömung in diesem Fall nicht abgelöst, da der C_{f_x} -Wert, mit Ausnahme der Nasenumströmung, stets positiv ist.

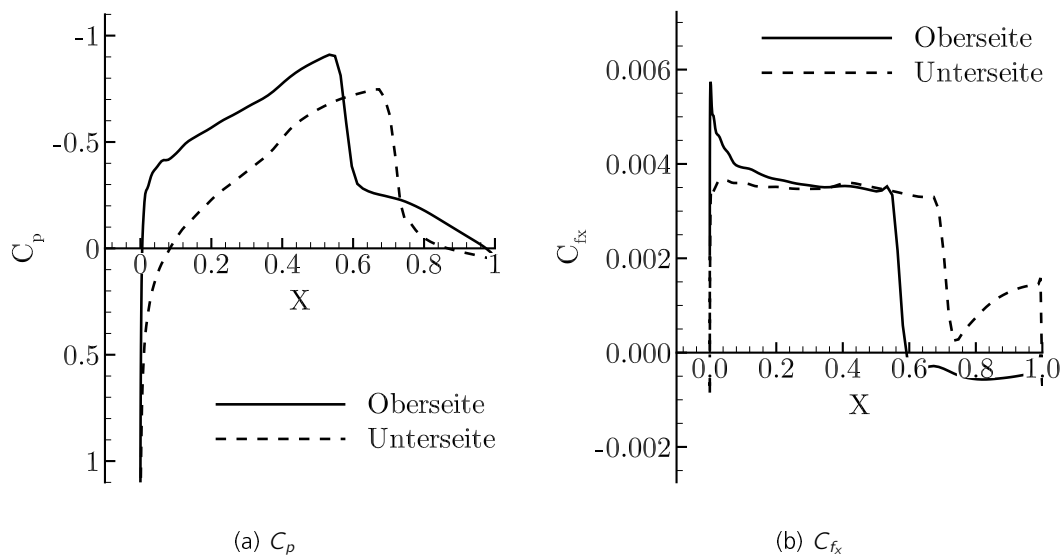


Abbildung 2.8.: **(a) C_p - und (b) C_{f_x} -Verteilung über das NACA64A010-Profil bei $Ma = 0,85$ und $\alpha = 2^\circ$.**

Im zweiten Fall, bei $Ma = 0,85$, ist ein Strömungszustand in der ausgebildeten transsonischen Delle beschrieben, siehe Abbildung 2.4. Dabei zeigt Abbildung 2.9 jeweils ein Überschallgebiet auf der Ober- und Unterseite des Profils. Bei $X \approx 0,6$ beginnt auf der Oberseite mit dem auftretendem Stoß ein Ablösegebiet. Dieses lässt sich mit dem C_{f_x} -Wert in Abbildung 2.8(b), durch den Übergang vom positiven in den negativen Bereich erkennen. Dieser Punkt ist ebenfalls in der C_p -Verteilung in Abbildung 2.8(a) erkennbar. Durch die Ablösung der Oberseite und das lokale Überschallgebiet der Unterseite entstehen im Ablösegebiet Abtriebskräfte. Diese Effekte haben zur Folge, dass bei gleichbleibendem Anstellwinkel mit steigender Geschwindigkeit und den daraus resultierenden größeren stoßinduzierten Ablösegebieten das Nickmoment im transsonischen Geschwindigkeitsbereich weiter zunimmt, siehe Abbildung 2.5.

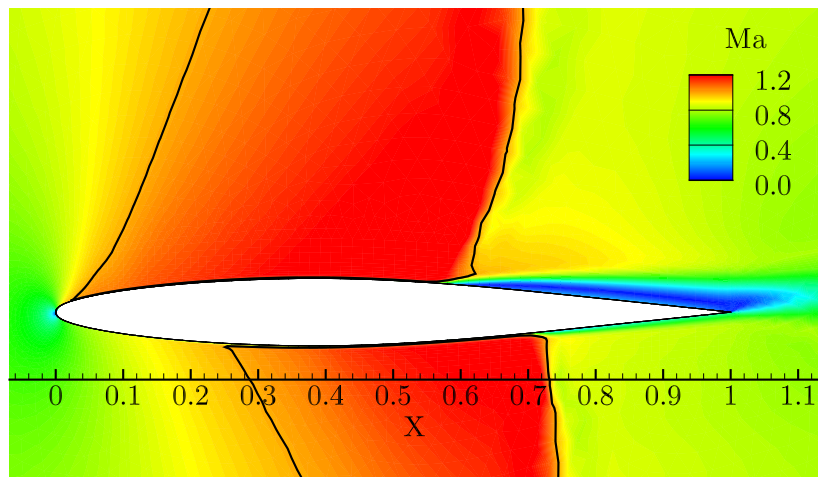


Abbildung 2.9.: **Contour-Darstellung der Machzahlen des NACA64A010-Profiles bei $Ma = 0,85$ und $\alpha = 2^\circ$. $Ma = 1$ ist schwarz hervorgehoben.**

3. Simulationsumgebung

In diesem Kapitel wird die Simulationsumgebung der Hauptuntersuchung dieser Arbeit beschrieben. Dazu zählt die Beschreibung des verwendeten Flugzeugmodells und der zu untersuchende Parameterbereich sowie eine Netzkonvergenzstudie. Darüber hinaus wird ebenfalls die Konvergenz der RANS und LFD Rechnungen der Parameterstudie gezeigt.

3.1. DLR-F12 Konfiguration

Für diese Arbeit wird ein generisches Flugzeugmodell, die DLR-F12, untersucht. Zu diesem Zweck wird das Oberflächenmodell aus Abbildung 3.1 mit drei möglichen Rechnernetzen vom DLR zur Verfügung gestellt.

Bei der DLR-F12 handelt es sich um ein generisches Windkanalmodell, anhand dessen flugmechanische Eigenschaften aus Berechnungen und Windkanalmessungen überprüft werden. Dazu ist das Flugzeug ähnlich einer Langstreckenflugzeugkonfiguration ausgelegt. Die Flügel besitzen ein dünnes, für den transsonischen Geschwindigkeitsbereich ausgelegtes Profil [5].

Die geometrischen Spezifikationen des Windkanalmodells sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst. Dabei sind die Koordinaten des Schwerpunktes im TAU Koordinatensystem gegeben, siehe Abbildung 3.1 (c). Dieses liegt bedingt durch die Netzerzeugung in der Flugzeugnase. Für die Auswertung der aerodynamischen Kräfte und Momente durch den TAU-Löser wird der Ursprung des Koordinatensystems für die Simulationen in den Flugzeugschwerpunkt aus Tabelle 3.1 gelegt.

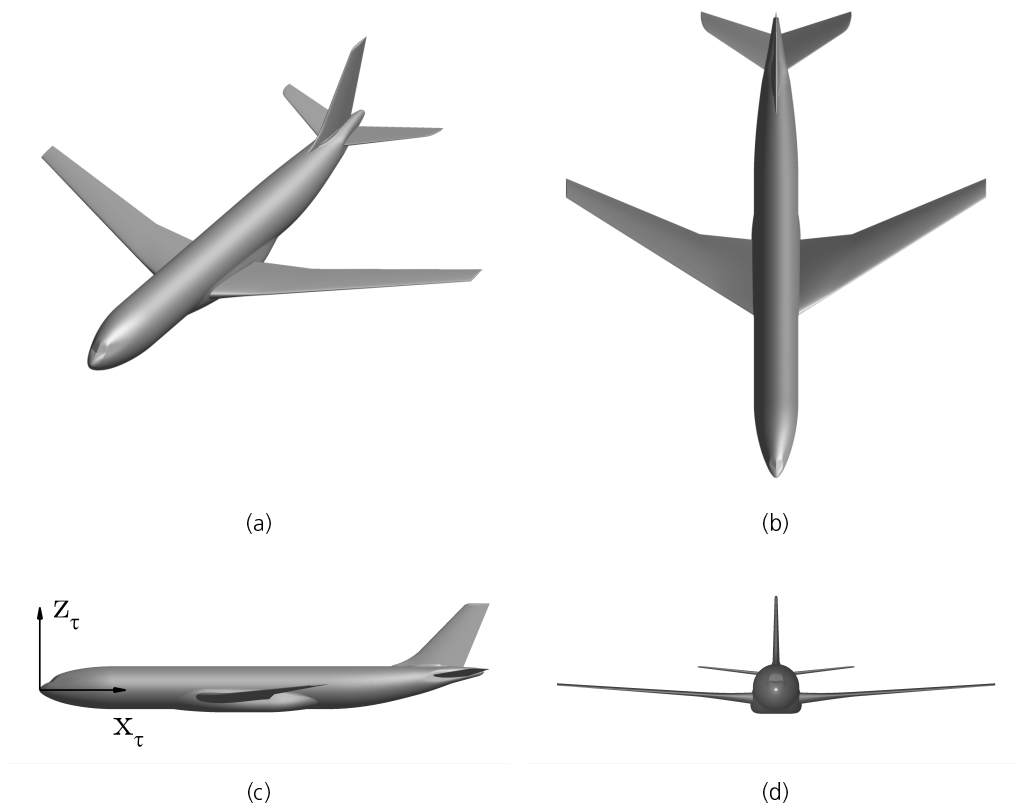


Abbildung 3.1.: **Verwendete DLR-F12 Konfiguration für die numerische Untersuchung. (a) Isometrische Ansicht, (b) Draufsicht, (c) Seitenansicht, (d) Vorderansicht.**

Tabelle 3.1.: **Geometrische Spezifikationen der DLR-F12 Konfiguration. Die Seitenleitwerksspannweite ist als Höhe definiert. Eigene Darstellung nach [5].**

Parameter	Rumpf	Flügel	Höhenleitwerk	Seitenleitwerk
Länge	2,238m			
Durchmesser	0,2155m			
Drehpunkt (Schwerpunkt)	$\begin{bmatrix} x_r \\ y_r \\ z_r \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1,040008m \\ 0m \\ -0,030285m \end{bmatrix}$		
Spannweite		2,036m	0,74m	0,319m
I_μ		0,252625m		
Fläche		0,44414m ²	0,086157m ²	0,06686 ²
Streckung		9,353	6,356	1,522
Zuspitzung		0,3	0,379	0,395
Pfeilung (1/4-Linie)		30°	30°	40°

3.2. Parameterbereich der Simulationen

Für die Stabilitätsuntersuchung wird der transsonische Geschwindigkeitsbereich von $Ma = 0,8$ bis $Ma = 0,89$ betrachtet. Die konkreten zu simulierenden Anströmungsbedingungen hierfür ergeben sich aus den Machzahlen und Winkeln in Tabelle 3.2.

Tabelle 3.2.: **Anströmungsbedingungen der RANS-Simulationen für die DLR-F12 Konfiguration.**

Parameter	Wertebereich
Ma	$\begin{bmatrix} 0,8 & 0,82 & 0,84 & 0,85 & 0,86 & 0,87 & 0,88 & 0,89 \end{bmatrix}$
α	$\begin{bmatrix} 0^\circ & 1^\circ & 2^\circ \end{bmatrix}$
β	$\begin{bmatrix} 0^\circ & 1^\circ & 2^\circ \end{bmatrix}$

Zu jeder Machzahl und jedem Anstellwinkel α wird wiederum jeder Schiebewinkel β berechnet. Pro Machzahl ergeben sich somit neun Rechnungen und insgesamt 72 RANS-Rechnungen. Anschließend werden je RANS-Lösung zwei LFD-Rechnungen für die Sta-

bilitätsderivative C_{m_α} und C_{n_β} durchgeführt. Der Einstellungsprozess der Anströmbedingungen in der Parameterdatei und das Ausführen der einzelnen Simulationen wird mittels eines in Python geschriebenen Skriptes automatisiert.

Alle numerischen Einstellungen, wie Umgebungsparameter und Simulationsverfahren werden in einer Parameterdatei vorgenommen und sind für alle RANS bzw. LFD-Simulationen weitestgehend gleich. Wichtige Parameter sind in Tabelle 3.3 zusammengefasst. Die Einstellungen beruhen auf Erfahrungen des DLR.

Tabelle 3.3.: **Auswahl wichtiger Parametereinstellungen der Simulationen.**

Parameter	Einstellung	
Re	$1,21 \cdot 10^6$	
T_∞	288,15K	
Min. Residuum	$1 \cdot 10^{-14}$ (RANS)	$1 \cdot 10^{-6}$ (LFD)
Max. Iterationen	40000	
Räumliche Fluß - Diskretisierung	Zentrales Verfahren mit Matrix Dissipation	
Dissipationsfaktor starker Druckgradienten (k^2)	0,5	
Hintergrunddissipation (k^4)	1/64	
Turbulenzmodell	SA-Neg [2]	

Die vorgegebenen Netze sind für die Untersuchung des Windkanalmodells bei einer Machzahl von $Ma = 0,205$ ausgelegt, daher ergibt sich die geringe Reynoldszahl von $Re = 1,21 \cdot 10^6$. Eine Anpassung der Reynoldszahl hat zur Folge, dass das Netz in der Grenzschicht verfeinert werden muss. Das ist im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich und wird für diese generische Untersuchung vernachlässigt.

3.3. Netzkonvergenzstudie

Für die Hauptsimulationen stehen drei Netze mit 9, 13, und 17 Mio. Punkten zur Verfügung. Es handelt sich dabei um hybride Netze, bestehend aus Prismen für die Grenz-

schichtauflösung und Tetraedern für den Fernfeldbereich. Zum Abwägen des Mehrwertes der höheren Punkteanzahl im Gegenzug zum erhöhten Rechenaufwand wird eine Vergleichsrechnung bei $Ma = 0,8$ und $\alpha = \beta = 0^\circ$ durchgeführt. Hierbei wird das 9 Mio. Punkte Netz auf 72 Rechenkernen, das 13 Mio. Punkte Netz auf 96 Rechenkernen und das 17 Mio. Punkte Netz auf 120 Rechenkernen berechnet. Das Konvergenzverhalten der Rechnungen ist in Abbildung 3.2 dargestellt.

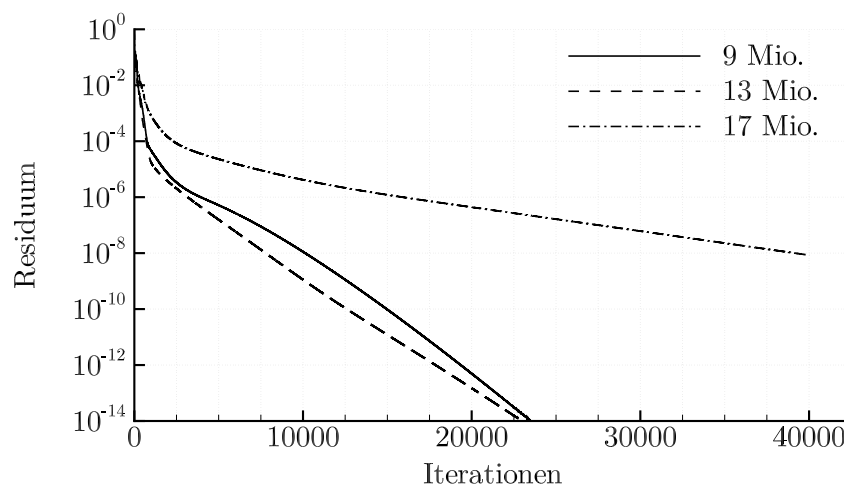


Abbildung 3.2.: **Konvergenzverhalten des Dichte-Residuums der RANS Simulationen der drei Netze.**

Das 17 Mio. Punkte Netz erreicht, nach der maximalen Anzahl von 40000 Iterationen, ein Dichte-Residuum von $R_\rho = 1 \cdot 10^{-8}$. Hierzu benötigt die Simulation mit 120 Rechenkernen 33,9 Stunden Rechenzeit. Da das geforderte minimale Residuum von $R_\rho = 1 \cdot 10^{-14}$ nicht erreicht werden konnte wird zusätzlich das Konvergenzverhalten der Beiwerte in Abbildung 3.3 dargestellt. Dieses zeigt keine Auffälligkeiten in der Konvergenz der aerodynamischen Größen. Somit wird für die Netzvergleichsstudie auch das 17 Mio. Punkte Netz weiter betrachtet.

Die Ergebnisse der drei Vergleichsrechnungen sind in Tabelle 3.4 zusammengefasst. Dabei sind die errechneten prozentualen Abweichungen bezogen auf das 17 Mio. Punkte Netz angegeben.

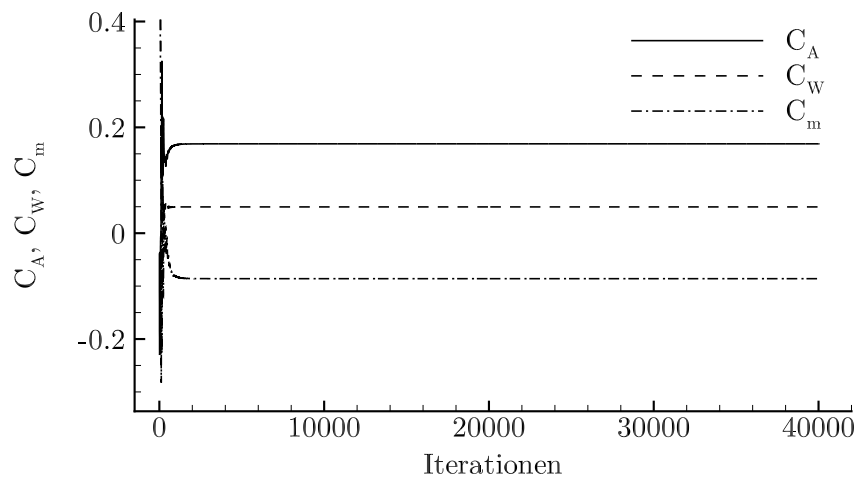


Abbildung 3.3.: **Konvergenzverhalten der Biwerte C_A , C_W und C_m des 17 Mio. Punkte Netzes.**

Tabelle 3.4.: **Zusammenfassende Übersicht der Simulationsergebnisse der Netzvergleichsrechnungen.**

Netz	Zeit	Rechenkerne	Iterationen	C_A	C_W	C_m
17 Mio. Punkte	33,9h	120	40000	0,0845	0,0249	-0,043
13 Mio. Punkte	14,7h	96	22988	0,0935	0,0251	-0,0445
Differenz	19,2h	24	17012	-0,009	-0,0002	0,0015
Differenz [%]	56,6	20	42,53	-10,65	-0,8	-3,49
17 Mio. Punkte	33,9h	120	40000	0,0845	0,0249	-0,043
9 Mio. Punkte	16,8h	72	23490	0,0855	0,0255	-0,0411
Differenz	17,1h	48	16510	-0,001	-0,0006	-0,0019
Differenz [%]	50,44	40	58,73	-1,18	-2,2	-4,42

Die sich ergebene Abweichung des C_A -Wertes von ca. 10% zwischen dem 17 Mio. und 13 Mio. Punkte Netz aus Tabelle 3.4 ist sehr hoch. Das 9 Mio. Punkte Netz zeigt dagegen beim C_A -Wert im Vergleich eine geringe Abweichung von ca. 1%. Bezüglich des C_W - und C_m -Wertes liegen die Differenzen des 13 Mio. Punkte Netzes bei ungefähr 1% und 3,5%, im Fall des 9 Mio. Punkte Netzes bei 2% und 4,5%.

Darüber hinaus ist die effiziente Nutzung des CASE-Clusters zu beachten. Die 13 Mio. Punkte Rechnung hat eine ca. 55% verkürzte Rechenzeit und benötigt dabei 20% weniger Rechenkerne als die 17 Mio. Punkte Rechnung. Im Fall der 9 Mio. Punkte Rechnung ist die Rechenzeit, gegenüber der 17 Mio. Punkte Rechnung, um ca. 50% verkürzt und benötigt dafür 40% weniger Rechenkerne.

Da das 9 Mio. Punkte Netz im Vergleich zum 17 Mio. Punkte Netz nur geringe Abweichungen der aerodynamischen Beiwerte zeigt und die Rechenzeit um 50%, sowie die Rechenleistung um 40% senkt, wird für die Hauptuntersuchung das 9 Mio. Punkte Netz verwendet.

Das ausgewählte Netz besitzt 9.321.577 Punkte und ist symmetrisch bezüglich der X-, Z-Ebene. Das Fernfeld ist kugelförmig mit einem Durchmesser von $51,5l_\mu$. Das verwendete Oberflächennetz ist in Abbildung 3.4 dargestellt.

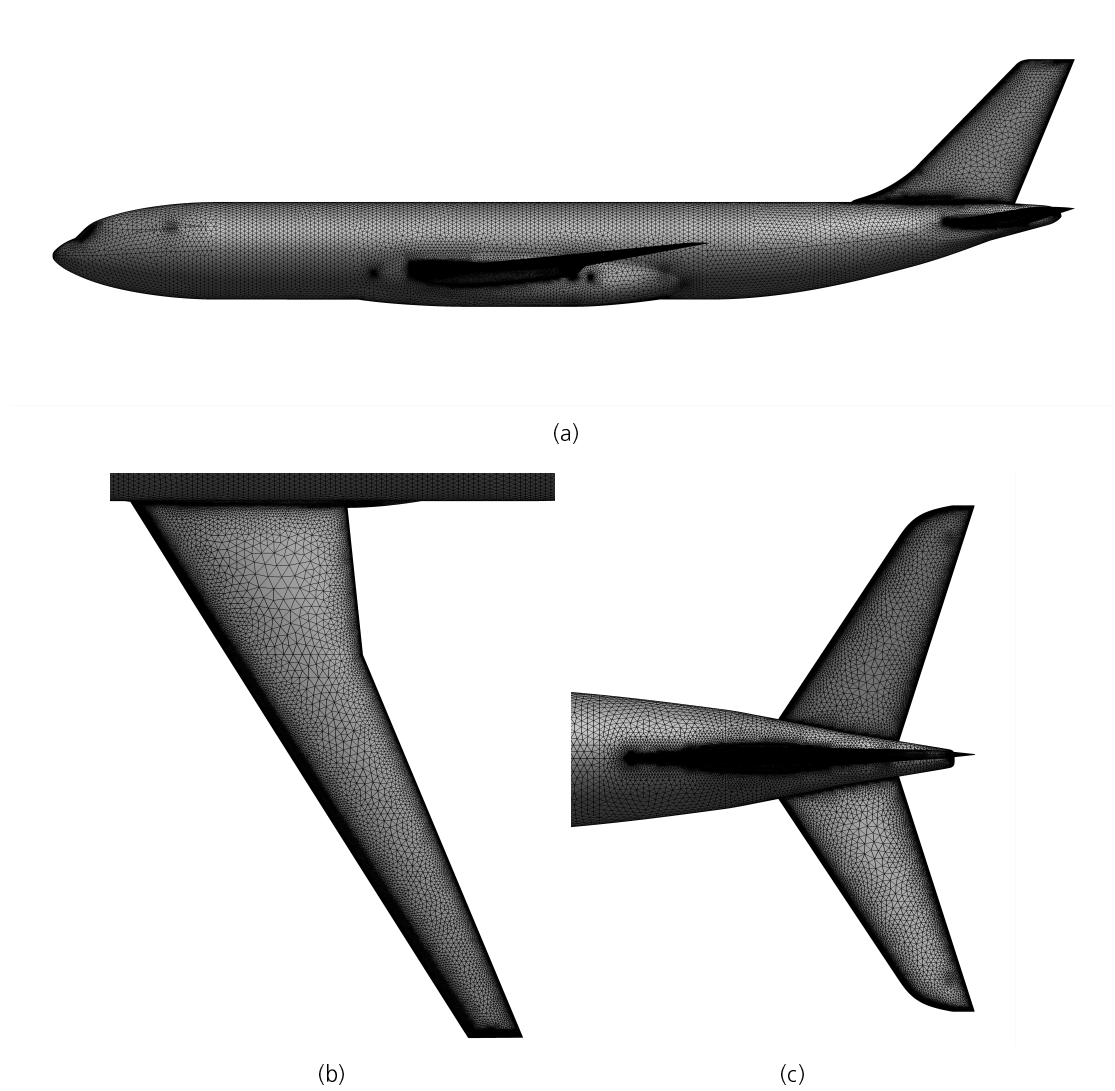


Abbildung 3.4.: **Oberflächennetz des Simulationsmodells der DLR-F12 mit Detailansichten des Flügels und des Höhenleitwerks. (a) Seitenansicht, (b) Draufsicht Flügel, (c) Draufsicht Höhenleitwerk.**

3.4. Konvergenz der RANS und LFD Simulationen

In diesem Abschnitt wird das Konvergenzverhalten der durchgeführten Simulationen beschrieben. Für die RANS Simulationen wird das Dichte-Residuum R_ρ betrachtet. Die LFD Methode verwendet zur Lösung des Gleichungssystems ein Iteratives "Generalized Minimal Residual" (GMRES) [9] Verfahren.

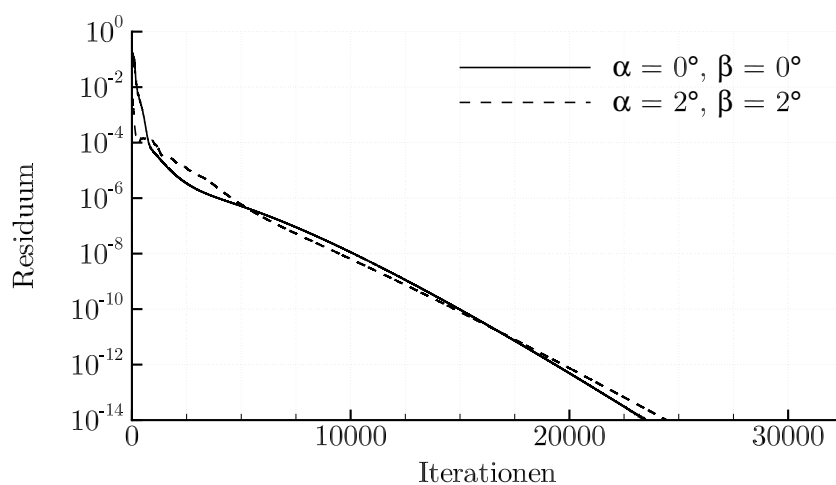


Abbildung 3.5.: **Logarithmisch aufgetragene Dichte-Residuen der RANS Simulationen für $\alpha = \beta = 0^\circ$ bei $Ma = 0,8$ und $\alpha = \beta = 2^\circ$ bei $Ma = 0,89$.**

Abbildung 3.5 zeigt den Verlauf des Dichte-Residuums R_ρ der RANS Simulationen über der Anzahl der Iterationen für den Bezugsfall mit $\alpha = \beta = 0^\circ$ bei $Ma = 0,8$ und den Fall des höchsten Anstell- und Schiebewinkels mit $\alpha = \beta = 2^\circ$ bei $Ma = 0,89$. In beiden Fällen erreicht das Residuum den eingestellten Wert von $R_\rho = 1 \cdot 10^{-14}$. Beide Simulationen erreichen damit Maschinengenauigkeit bezüglich des geforderten Residuums von $R = 0$. Auch für alle weiteren RANS Rechnungen wurde dieses Kriterium erfüllt. Die dazugehörigen Abbildungen sind in Anhang B zu finden.

Die Konvergenz der LFD Rechnungen wird in Abbildung 3.6 dargestellt. Dabei wird analog zu den RANS Simulationen der Bezugsfall bei $Ma = 0,8$ in Abbildung 3.6 (a) und der Fall des höchsten Anstell- und Schiebewinkels bei $Ma = 0,89$ in Abbildung 3.6 (b) betrachtet.

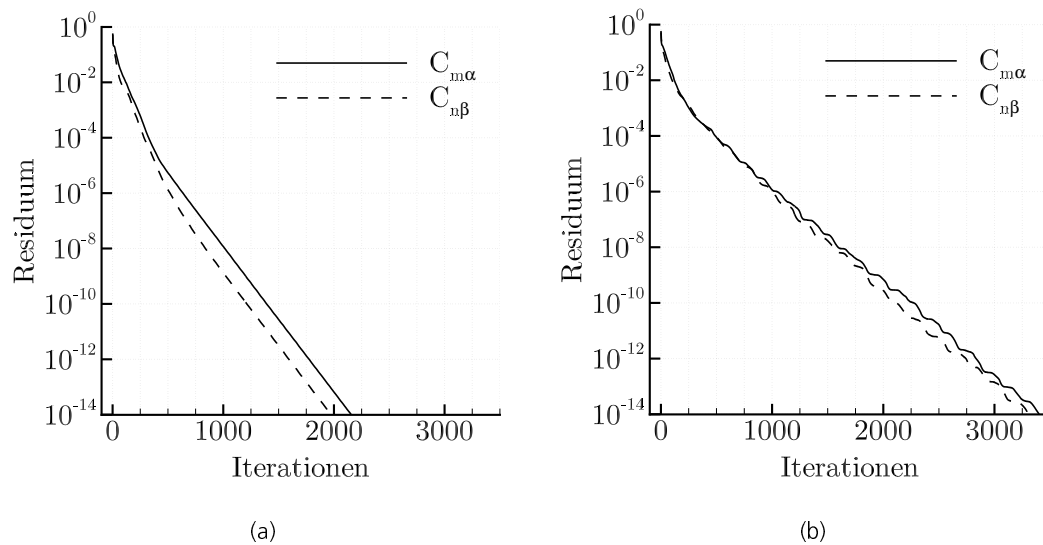


Abbildung 3.6.: **Logarithmisch aufgetragene Dichte-Residuen der LFD Rechnungen für die Längs- und Seitenbewegung mit $\alpha = \beta = 0^\circ$ bei $Ma = 0,8$ (a) und $\alpha = \beta = 2^\circ$ bei $Ma = 0,89$ (b).**

In beiden Fällen wird die Konvergenz für die Berechnung der statischen Stabilitätsderivative in der Längs- und Seitenbewegung gezeigt. Um die Rechenzeit des Clusters weiter zu reduzieren, wird auf Grund von Erfahrungswerten des DLR, für alle weiteren LFD Rechnungen der Hauptuntersuchung ein minimales Residuum $R = 1 \cdot 10^{-6}$ eingestellt.

4. Statische Stabilität der DLR-F12

In diesem Abschnitt werden alle Simulationsergebnisse der Parameterstudie zur statischen Stabilität in der Längs- und Seitenbewegung dargestellt. Dazu werden zunächst die Stabilitätsderivative aus den LFD Simulationen diskutiert. Anschließend wird die Strömungslösung der RANS Simulationen an markanten Punkten des aerodynamischen und flugmechanischen Verhaltens gezeigt.

4.1. Längsbewegung

Für die Betrachtung der Längsbewegung wird nur der Einfluss des Anstellwinkels α untersucht, der Schiebewinkel wird an dieser Stelle vernachlässigt. Dabei wird der Geschwindigkeitsbereich von $Ma = 0,8 - 0,89$ betrachtet. Die Beiwerte beziehen sich jeweils auf das gesamte Flugzeug. Für die Strömungslösung werden anschließend die Strömungseffekte an Flügel und Höhenleitwerk, bei ausgewählten Geschwindigkeiten und Anstellwinkeln, dargestellt. Die aerodynamischen Kräfte und Momente C_A und C_m , sowie die statischen Stabilitätsderivative der Längsbewegung $C_{A\alpha}$ und $C_{m\alpha}$ sind in den Abbildungen 4.1 und 4.2 gezeigt.

Abbildung 4.1 (a) zeigt den Einfluss des Anstellwinkels α und den des transsonischen Geschwindigkeitsbereiches auf den Gesamtauftrieb. Der Bezugsfall bei $\alpha = 0^\circ$ zeigt dabei einen sehr geringen Einfluss der Geschwindigkeit auf den C_A -Wert und zeigt im gesamten untersuchten Geschwindigkeitsbereich ein näherungsweise lineares Verhalten. Mit steigendem Anstellwinkel verschiebt sich der maximale C_A -Wert zu geringeren Machzahlen. Bei $\alpha = 1^\circ$ wird der maximale C_A -Wert bei $Ma = 0,88$ erreicht. Weiter verschiebt sich der maximale C_A -Wert bei $\alpha = 2^\circ$ zu $Ma = 0,87$. Ebenfalls verschiebt sich damit der lineare Bereich des C_A -Wertes zu niedrigeren Machzahlen, bei $\alpha = 1^\circ$ zu einer Machzahl $Ma = 0,88$ und bei $\alpha = 2^\circ$ zu $Ma = 0,87$.

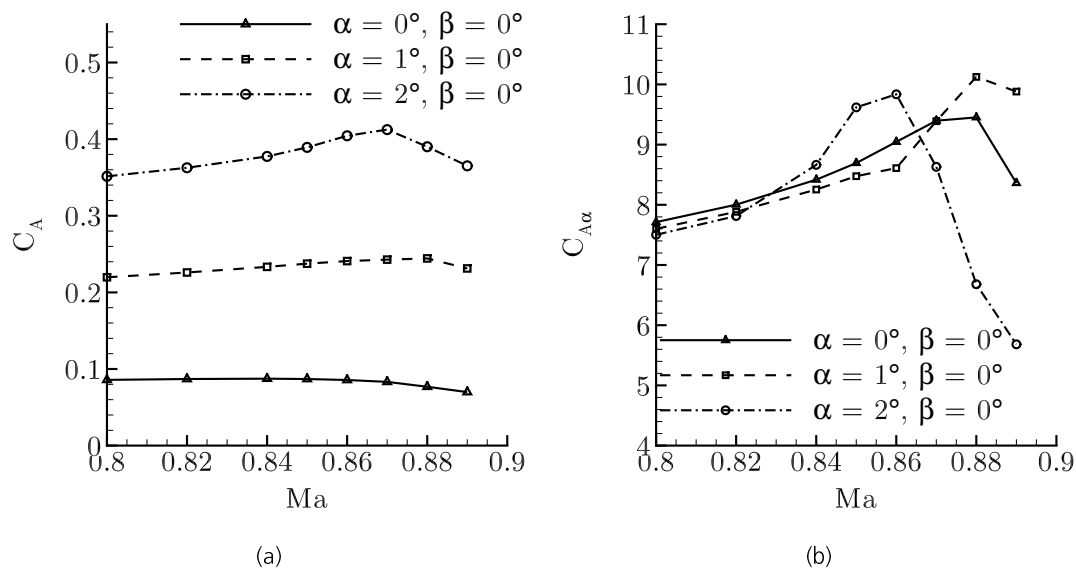


Abbildung 4.1.: **Auftriebsbeiwert C_A (a) und Auftriebsanstieg $C_{A\alpha}$ (b) über die Machzahl Ma bei $\beta = 0^\circ$ und den Anstellwinkeln $\alpha = 0^\circ, 1^\circ, 2^\circ$.**

Der Auftriebsanstieg $C_{A\alpha}$ in Abbildung 4.1 (b) zeigt dagegen im Bezugsfall ab $Ma = 0,88$ das erwartete nicht lineare Verhalten, ausgeprägt durch die transsonische Delle. Mit $\alpha = 1^\circ$ und $Ma = 0,88$ wird der maximale $C_{A\alpha}$ -Wert erreicht und das nicht lineare Verhalten beginnt, wie auch im Bezugsfall bei $Ma = 0,88$. Mit weiter ansteigendem Anstellwinkel verschiebt sich die transsonische Delle ebenfalls zu niedrigeren Machzahlen und beginnt bei $\alpha = 2^\circ$ bei $Ma = 0,86$.

Ein Übergang vom linearen in das nicht lineare Verhalten ist auch im Verlauf des Nickmomentenbeiwertes zu erkennen. Dieser zeigt in Abbildung 4.2 (a) bei $\alpha = 0^\circ - 1^\circ$ bis $Ma = 0,88$ ein lineares Verhalten. Bei $\alpha = 2^\circ$ und $Ma = 0,87$ endet dieser Bereich analog zum C_A -Wert. Im Nickmomentenanstieg in Abbildung 4.2 (b) endet der lineare Bereich dagegen im Bezugsfall mit $\alpha = 0^\circ$ bei $Ma = 0,86$. Bei $\alpha = 1^\circ$ und $Ma = 0,87$ zeigt der Verlauf ein ausgeprägteres nicht lineares Verhalten als im Bezugsfall. Ebenfalls zeigt auch der Verlauf des Nickmomentenanstiegs, dass der lineare Bereich sich mit steigenden Anstellwinkeln zu niedrigeren Machzahlen verschiebt. Dabei endet dieser mit $\alpha = 2^\circ$ bei $Ma = 0,84$. Weiter zeigt der Verlauf bei $\alpha = 2^\circ$ und $Ma = 0,86$ ein Minimum und C_{m_α} nimmt im Bereich von $Ma = 0,86 - 0,89$ zu.

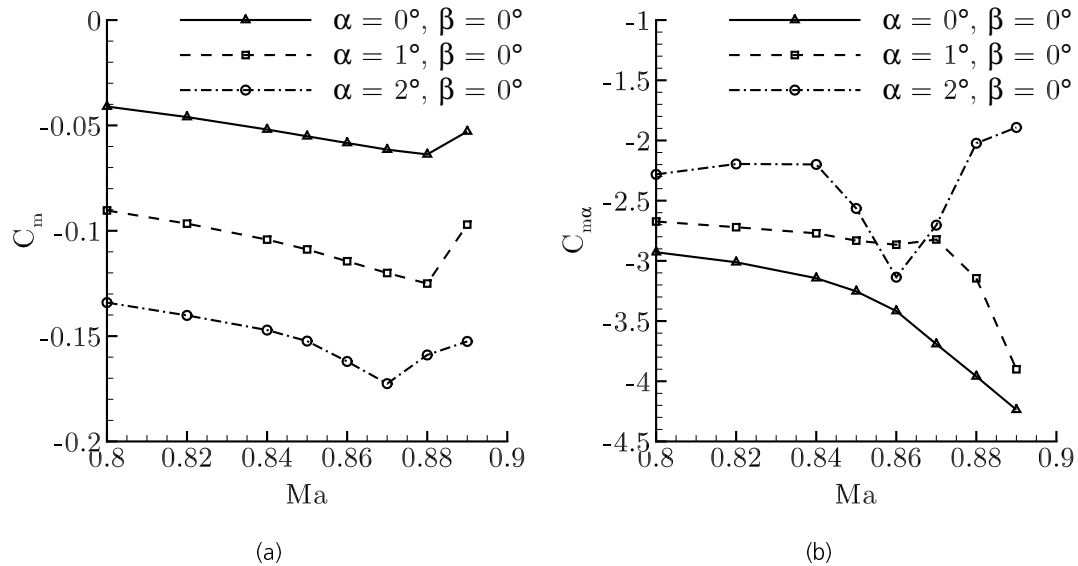


Abbildung 4.2.: Nickmomentenbeiwert C_m (a) und Nickmomentenanstieg $C_{m\alpha}$ (b) über die Machzahl Ma bei $\beta = 0^\circ$ und den Anstellwinkeln $\alpha = 0^\circ, 1^\circ, 2^\circ$.

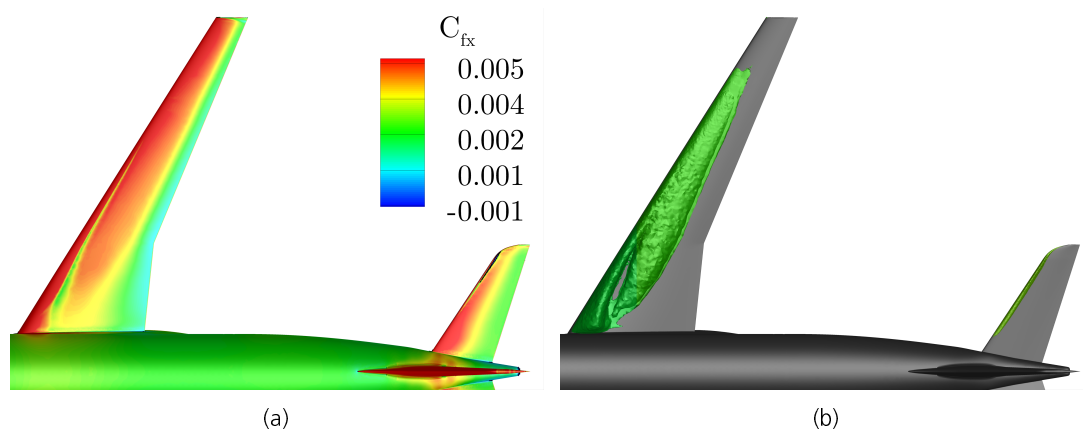


Abbildung 4.3.: Contour-Darstellung von C_{f_x} in der Draufsicht (a) und Stoßauflösung mit $Ma = 1$ -Oberfläche (b) bei $\beta = 0^\circ, \alpha = 2^\circ$ und $Ma = 0,8$.

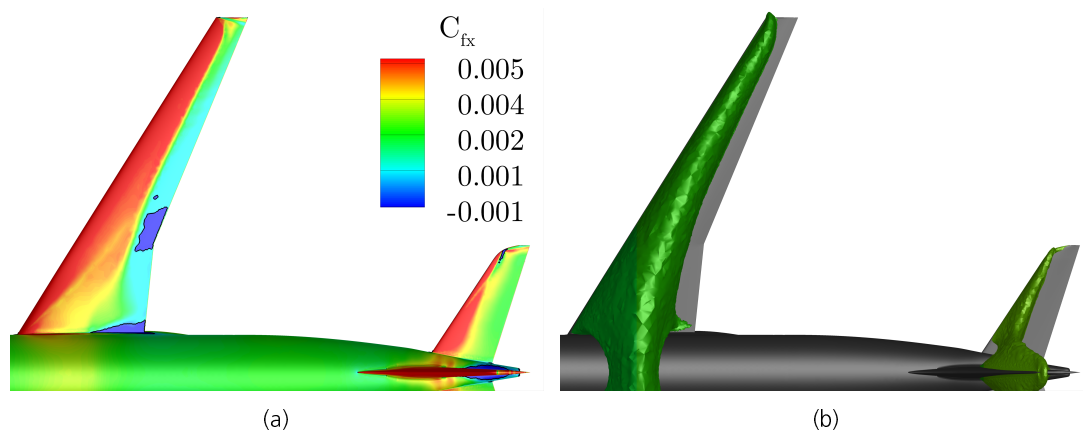


Abbildung 4.4.: **Contour-Darstellung von C_{f_x} in der Draufsicht (a), Ablösegebiete mit $C_{f_x} = 0$ sind schwarz umrandet und Stoßauflösung mit $Ma = 1$ -Oberfläche (b) bei $\beta = 0^\circ$, $\alpha = 2^\circ$ und $Ma = 0,88$.**

Die Abbildungen 4.3 und 4.4 zeigen den Strömungszustand bei $Ma = 0,8$ und $Ma = 0,88$ bei $\alpha = 2^\circ$. In Abbildung 4.3 (b) ist ein Stoß an der vorderen Flügelkante zu erkennen. Dieser ist auch in Abbildung 4.3 (a) in der C_{f_x} -Verteilung durch einen starken Abfall der Schubspannung gezeigt. Diese sinkt hinter dem Stoß auf dem Flügel stark ab und nimmt anschließend über den Flügel wieder zu. In diesem Strömungszustand findet keine Ablösung statt. Auf dem Höhenleitwerk tritt dabei kein Stoß auf. Im Vergleich wird in Abbildung 4.4 ein Strömungszustand bei einer höheren Machzahl von $Ma = 0,88$ dargestellt. Abbildung 4.4 (b) zeigt dabei die deutlich vergrößerten Überschallgebiete mit Stoß auf dem Flügel und dem Höhenleitwerk. Diese sind ebenfalls in der Schubspannungsverteilung, in Abbildung 4.4 (a), erkennbar. An der Wurzel und im Kink des Flügels sind mit $C_{f_x} \leq 0$ Ablösegebiete zu erkennen. Dazu wird mit Beginn der Ablösung bei $Ma = 0,87$ und $\alpha = 2^\circ$ für den C_A -Wert, mit $\alpha = 2^\circ$ aus Abbildung 4.1 (a), das Maximum erreicht.

Um eine Aussage über den Einfluss auf das Stabilitätsverhalten treffen zu können, wird mittels Gleichung 2.14 die Neutralpunktlage X_N bestimmt. Diese ist in Abbildung 4.5 für $\alpha = 0^\circ, 1^\circ, 2^\circ$ dargestellt. Auch hier ist ein Verschieben des linearen Bereiches zu niedrigeren Machzahlen bei höheren Anstellwinkeln zu erkennen. Dieser verschiebt sich dabei von $Ma = 0,86$ bei $\alpha = 0^\circ$ und $\alpha = 1^\circ$ zu $Ma = 0,84$ bei $\alpha = 2^\circ$. Außerdem nimmt das Stabilitätsmaß mit zunehmendem Anstellwinkel ab. Bei $Ma = 0,8$ ergibt sich zwischen $\alpha = 0^\circ$ und $\alpha = 2^\circ$ eine Differenz der Neutralpunktlage von $\Delta X_N \approx 8\%l_\mu$. Diese Differenz steigt zum Ende des linearen Bereiches bei $Ma = 0,84$ und $\alpha = 2^\circ$ auf $\Delta X_N \approx 12\%l_\mu$. Dabei verhält diese sich im Bezugsfall bei $\alpha = \beta = 0^\circ$ nahezu konstant und sinkt bis $Ma = 0,84$ bei $\alpha = 2^\circ$.

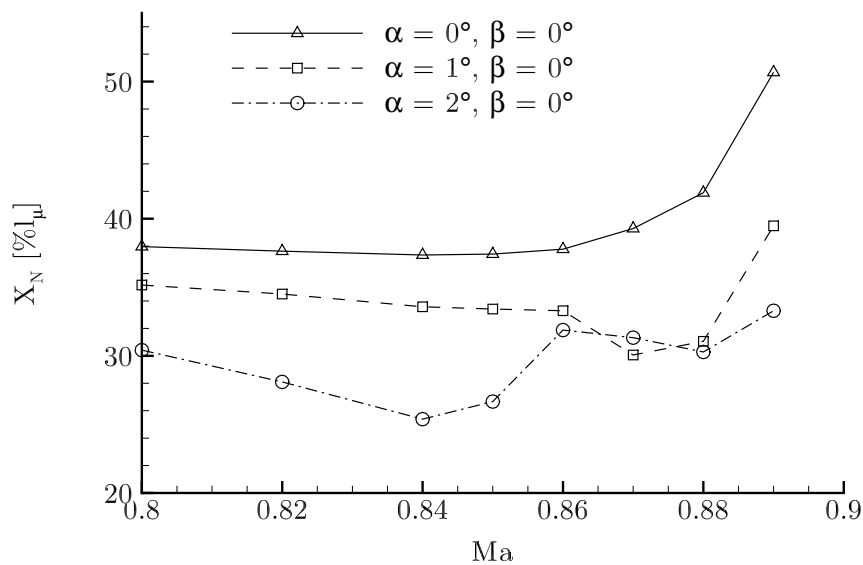


Abbildung 4.5.: **Lage des Neutralpunktes X_N in % der mittleren Flügeltiefe l_μ der Längsbewegung über den untersuchten Machzahlbereich für $\beta = 0^\circ$ und die Anstellwinkel $\alpha = 0^\circ, 1^\circ, 2^\circ$.**

Das Stabilitätsmaß des Bezugsfalls aus Abbildung 4.5 ist hierbei von $Ma = 0,8 - 0,86$ näherungsweise konstant bei $X_N = 38\%l_\mu$ und erhöht sich anschließend im nicht linearen Bereich bis $Ma = 0,89$ rapide auf ungefähr $X_N = 50\%l_\mu$. Der Verlauf bei $\alpha = 1^\circ$ steigt von $Ma = 0,8$ und $X_N = 36\%l_\mu$ bis $Ma = 0,89$ auf $X_N = 40\%l_\mu$. Im Vergleich zum Bezugsfall zeigt er jedoch mit Beginn des nicht linearen Verhaltens bei $Ma = 0,86$ vorerst ein Sinken des Stabilitätsmaßes mit einem Minimum bei $Ma = 0,87$. Bei $\alpha = 2^\circ$ sinkt das Stabilitätsmaß im linearen Bereich bis $Ma = 0,84$ um $\Delta X_N = 4\%l_\mu$ auf die minimale Stabilität von $X_N = 26\%l_\mu$. Anschließend steigt das Stabilitätsmaß im nicht linearen Bereich, analog zu den kleineren Anstellwinkeln. Ab einer Machzahl von $Ma = 0,86$ ist der Anstieg des Stabilitätsmaßes unterbrochen und es nimmt im Vergleich zu den kleineren Anstellwinkeln bis $Ma = 0,89$ nur gering zu.

4.2. Seitenbewegung

Für die Betrachtung der Seitenbewegung sind die aerodynamischen Kräfte und Momente C_Q und C_n zusammen mit den Stabilitätsderivativen $C_{Q\beta}$ und $C_{n\beta}$ in den Abbildungen 4.6 und 4.7 dargestellt. Dabei wird lediglich der Einfluss des Schiebewinkels β betrachtet und der Anstellwinkel α vernachlässigt. Analog zur Längsbewegung beziehen sich die Beiwerte auf das Gesamtflugzeug und die Strömungslösung wird für ausgewählte Schiebewinkel und Machzahlen betrachtet.

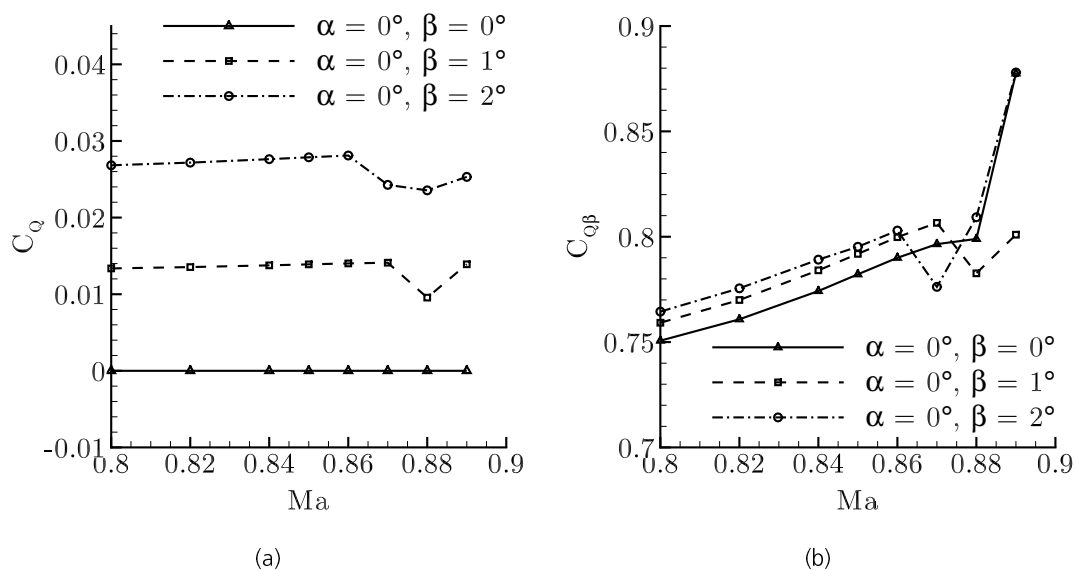


Abbildung 4.6.: **Querkraftbeiwert C_Q (a) und Querkraftanstieg $C_{Q\beta}$ (b) über die Machzahl Ma bei $\alpha = 0^\circ$ und den Schiebewinkeln $\beta = 0^\circ, 1^\circ, 2^\circ$.**

Die Querkraft steigt mit zunehmendem Anstellwinkel, wie in Abbildung 4.6 (a) gezeigt. Durch die Symmetrie der Anströmung und der DLR-F12 ist im Bezugsfall die Seitenkraft $C_Q = 0$. Mit steigendem Schiebewinkel verschiebt sich der lineare Bereich, wie auch in der Längsbewegung, zu niedrigeren Geschwindigkeiten. Bei $\beta = 1^\circ$ endet dieser bei $Ma = 0,87$ und bei $\beta = 2^\circ$ mit $Ma = 0,86$. Dieses Verhalten zeigt auch der Querkraftanstieg in Abbildung 4.6 (b). Wobei hier auch der Bezugsfall bei $Ma = 0,88$ in ein nicht lineares Verhalten übergeht. Für $\beta = 1^\circ$ verschiebt sich dieser zu $Ma = 0,87$ und bei $\beta = 2^\circ$ zu $Ma = 0,86$.

In Abbildung 4.7 (a) ist die direkte Verknüpfung des Giermomentenbeiwertes zur Querkraft ersichtlich. Der lineare Bereich tritt dabei im gleichen Geschwindigkeitsbereich auf,

wie auch im Verlauf der Querkraft. Das Gleiche gilt für die Betrachtung des Querkraftanstiegs C_{Q_β} in Abbildung 4.7. Hierbei verschiebt sich der Beginn des nicht linearen Bereichs ebenfalls von $\beta = 0^\circ$ bei $Ma = 0,88$ zu bei $\beta = 1^\circ$ auf $Ma = 0,87$ und für $\beta = 2^\circ$ zu $Ma = 0,86$.

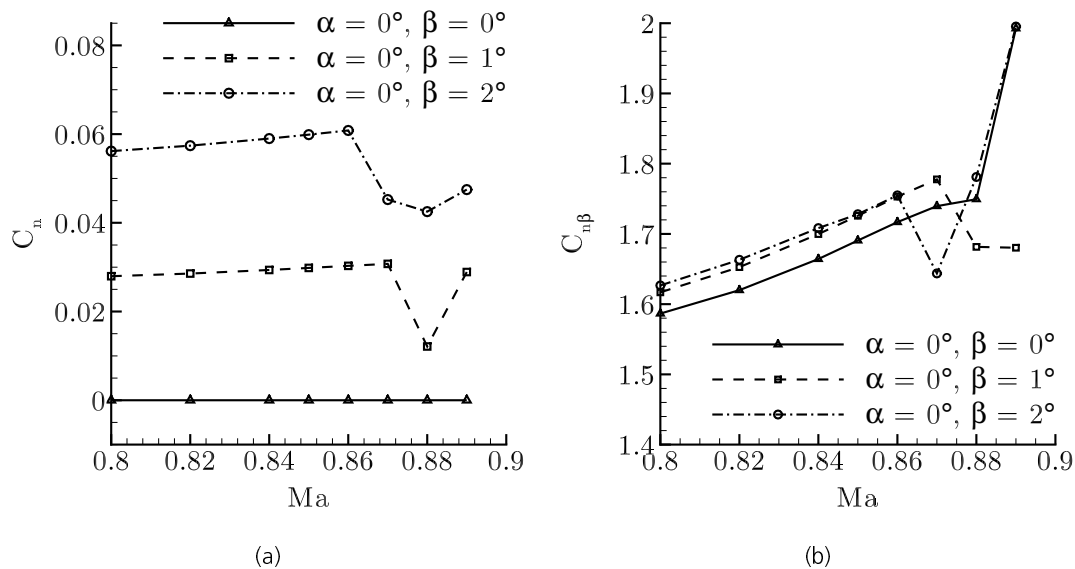


Abbildung 4.7.: **Gierrmomentenbeiwert C_n (a) und Gierrmomentenanstieg C_{Q_β} (b) über der Machzahl Ma bei $\alpha = 0^\circ$ und $\beta = 0^\circ, 1^\circ, 2^\circ$.**

Dazu wird der Strömungszustand an der windabgewandten Seite des Seitenleitwerks bei $\beta = 2^\circ$ und $Ma = 0,88$ in Abbildung 4.8 dargestellt. Dieses zeigt in Abbildung 4.8 (b) ein Überschallgebiet, welches bis auf das Höhenleitwerk übergeht. Der Stoß ist ebenfalls in beiden Darstellungen auf der Mitte des Seitenleitwerks ersichtlich. In Abbildung 4.8 (a) ist am hinteren Ende der Seitenleitwerk-Rumpf-Verbindung Ablösung zu erkennen.

Für das Stabilitätsverhalten der Seitenbewegung wird in Abbildung 4.9 das Stabilitätsmaß X_N in $\%l_\mu$ über der Machzahl dargestellt. Das Stabilitätsmaß zeigt, wie auch die Stabilitätsderivative, ein lineares Verhalten bis $Ma = 0,88$ bei $\beta = 0^\circ$, bis $Ma = 0,87$ bei $\beta = 1^\circ$ und bis $Ma = 0,86$ bei $\beta = 2^\circ$. Darüber hinaus zeigt es in diesem Bereich nur kleine Abweichungen mit steigendem Anstellwinkel. Für $\beta = 1^\circ$ wird bei $Ma = 0,89$ die minimale Stabilität in der Seitenbewegung mit $X_N \approx 207\%l_\mu$ erreicht. Die Schiebewinkel $\beta = 0^\circ$ und $\beta = 2^\circ$ erreichen bei einer Machzahl von $Ma = 0,89$ das maximale Stabilitätsmaß von $X_N \approx 227\%l_\mu$.

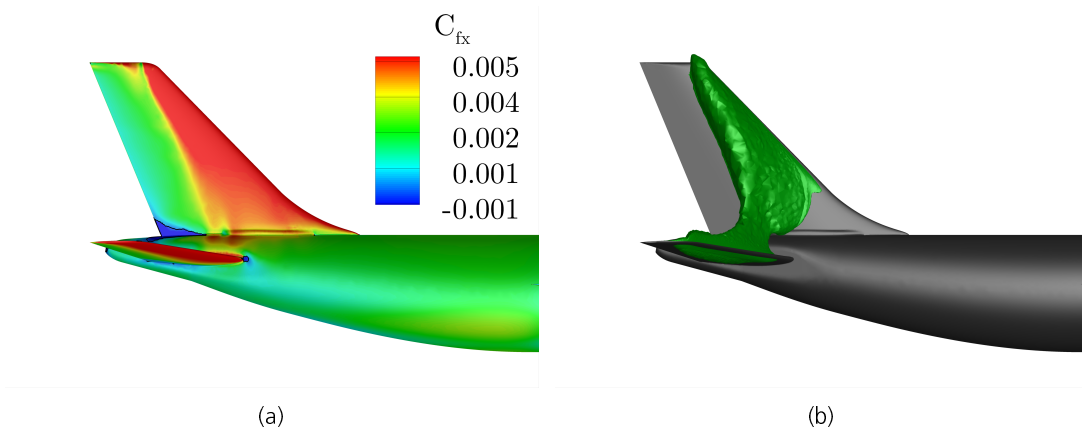


Abbildung 4.8.: **Strömungszustand an der windabgewandten Seite des Seitenleitwerks bei $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 2^\circ$ und $Ma = 0,87$. Contour-Darstellung von C_{fx} (a) und Stoßauflösung mit $Ma = 1$ -Oberfläche (b).**

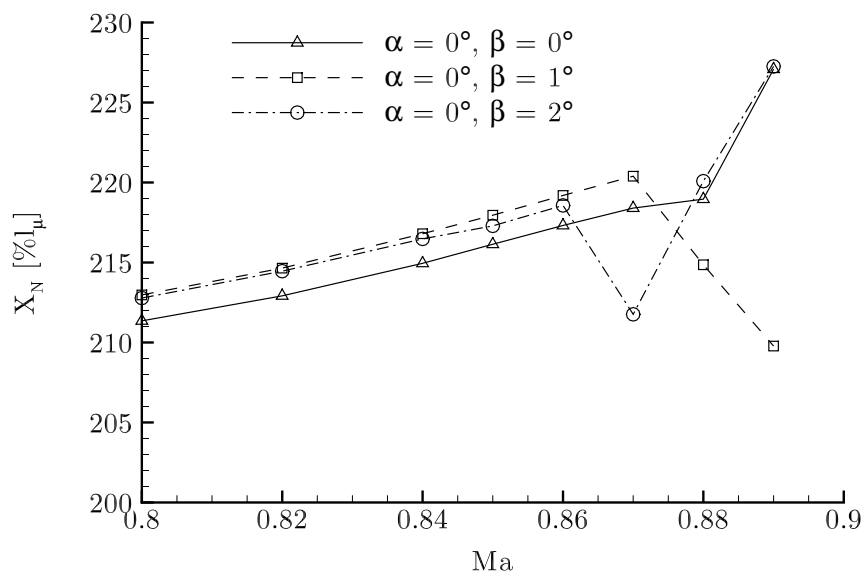


Abbildung 4.9.: **Stabilitätsmaß der Seitenbewegung X_N in $\%/\mu$ für $\alpha = 0^\circ$ und $\beta = 0^\circ, 1^\circ, 2^\circ$.**

5. Fazit

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das nicht lineare Verhalten der flugmechanischen statischen Stabilität im transsonischen Geschwindigkeitsbereich untersucht. Hierzu wurde anhand eines NACA64A010-Profiles aufgezeigt, dass die potentialtheoretischen Methoden wie die Prandtl-Glauert-Theorie im subsonischen Geschwindigkeitsbereich eine gute Näherung geben. Darüber hinaus zeigten RANS-Simulationen mit Kompressibilitäts- und Viskositätseffekten, dass lokale Überschallgebiete und die damit verbundenen Stöße und Ablösungen zu einem nicht linearen Verhalten der statischen Stabilitätsderivative im transsonischen Geschwindigkeitsbereich führen.

Dieses nicht lineare Verhalten der aerodynamischen Kräfte und Momente konnte ebenfalls für die generische Transportflugzeugkonfiguration DLR-F12 im transsonischen Geschwindigkeitsbereich von $Ma = 0,8$ bis $Ma = 0,89$ gezeigt werden. Für diesen Geschwindigkeitsbereich wurden die Anstell- und Schiebewinkel α bzw. $\beta = 0^\circ, 1^\circ, 2^\circ$ untersucht. Das dafür verwendete Rechennetz wurde für Windkanalversuche der DLR-F12 bei einer Machzahl von $Ma = 0,2$ und der entsprechenden Reynoldszahl von $Re = 1,21 \cdot 10^6$ entworfen. Da dieses Rechennetz für den hier untersuchten höheren Geschwindigkeitsbereich nicht angepasst werden konnte, verwendeten alle Berechnungen ebenfalls die durch das Rechennetz bedingte Reynoldszahl.

Die RANS Simulationen erreichten alle ein Dichte-Residuum von $R_\rho = 1 \cdot 10^{-14}$ und somit Maschinengenauigkeit bezüglich dem für die stationäre Lösung geforderten Residuum $R = 0$. Für die LFD Simulationen wurde dieses Verhalten ebenfalls für den Bezugsfall bei $Ma = 0,8$ mit $\alpha = \beta = 0^\circ$ und den Fall der höchsten Anströmungsbedingungen bei $Ma = 0,89$ mit $\alpha = \beta = 2^\circ$ berechnet.

Die Untersuchungen am generischen Modell im Rahmen dieser Arbeiten zeigen, dass der Bereich des nicht linearen Verhaltens sich sowohl in der Längs- als auch in der Seitenbewegung mit steigenden Anstellwinkeln zu niedrigeren Geschwindigkeiten verschiebt. Im linearen Bereich kann das flugmechanische Verhalten mit wenig Datenpunkten gut ab-

geschätzt bzw. vorhergesagt werden. Darüber hinaus zeigt diese Arbeit, dass es mit dem Übergang in den nicht linearen Bereich notwendig ist den Geschwindigkeits- und Anstellwinkelbereich der Simulationen feiner aufzulösen um das Verhalten weiterhin ausreichend gut abbilden zu können. Dies spiegeln insbesondere die Ergebnisse der Seitenbewegung wieder. Mit Beginn des nicht linearen Verhaltens zeigen die Verläufe der Stabilitätsderivative einen stark unstetigen Verlauf, sodass der Geschwindigkeitsbereich mit Schrittweiten von $\Delta Ma = 0,01$ das nicht lineare Verhalten nicht ausreichend abbilden kann. Damit wird deutlich, dass der notwendige Rechenaufwand im nicht linearen Bereich stark ansteigt. Dazu führen zum einen die notwendigen RANS basierten Verfahren im Vergleich zu korrigierten potentialtheoretischen Verfahren und zum anderen der große Parameterbereich. Dieser muss für eine vollständige Untersuchung eines Flugzeugs über die hier untersuchten Anstellwinkel und Geschwindigkeiten, um Trimmzustände der Steuerflächen und den veränderlichen Massenschwerpunkt, durch z. B. den Treibstoffverbrauch, erweitert werden. Aufgrund dieser großen zu untersuchenden Parametervielfalt ist es von besonderer Bedeutung den Übergangspunkt in das nicht lineare Verhalten möglichst genau vorherzusagen und effiziente Verfahren wie die LFD-Methode einzusetzen.

Literaturverzeichnis

- [1] Airfoil Tools. Available online at <http://airfoiltools.com/>, Accessed: 2017-06-08.
- [2] Steven R. Allmaras, Forrester T. Johnson, and Philippe R. Spalart. *Modifications and Clarifications for the Implementation of the Spalart-Allmaras Turbulence Model*. Seventh International Conference on Computational Fluid Dynamics (ICCFD7), Big Island, Hawaii, 2012. ICCFD7-1902.
- [3] Rudolf Brockhaus, Wolfgang Alles, and Robert Luckner. *Flugregelung*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 3. edition, 2011. ISBN: 978-3-642-01443-7.
- [4] Thomas Gerhold, John Evans, and Martin Galle. TAU Overview. Available online at <http://tau.dlr.de/fileadmin/documents/meetings/2008/pdf/1st-day-theory/Tau-Overview.pdf>, Accessed: 2017-06-08.
- [5] Andreas-René Hübner. *Experimentelle und numerische Bestimmung der dynamischen Derivative*. Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V., Braunschweig, 2009. ISSN: 1434-8454.
- [6] Dietrich Hummel. *Aerodynamik I*. Fachbereich Maschinenbau der Technischen Universität Braunschweig, Braunschweig, 1. edition, 2002. ISBN: 3-936148-06-6.
- [7] Dietrich Hummel. *Aerodynamik II*. Fachbereich Maschinenbau der Technischen Universität Braunschweig, Braunschweig, 1. edition, 2003. ISBN: 3-936148-07-4.
- [8] Robert Luckner. *Flugmechanik 2 (Flugdynamik)*. Technische Universität Berlin, Institut für Luft- und Raumfahrt, Berlin, 2008.
- [9] Youcef Saad. *Iterative Methods for Sparse Linear Systems*. Society for Industrial and Applied Mathematics, 2. edition, 2003.
- [10] Markus Widhalm and Reik Thormann. *Efficient Evaluation of Dynamic Response Data with a Linearized Frequency Domain Solver at Transonic Separated Flow Conditions*.

AIAA Aviation and Aeronautics Forum and Exposition, Denver, Colorado, June 2017.
AIAA paper 2017-3905.

A. Rechennetze

A.1. NACA64A010

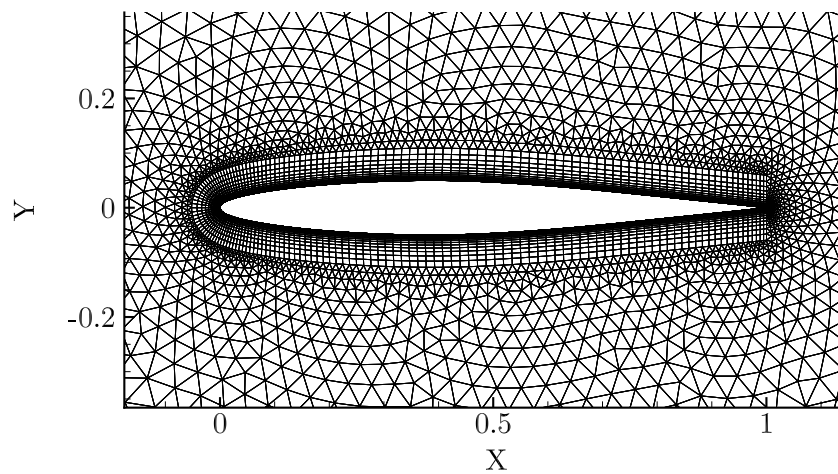


Abbildung A.1.: **Verwendetes Rechennetz der Simulationen des NACA64A010-Profils**

B. Konvergenz

B.1. Konvergenz der RANS-Simulationen

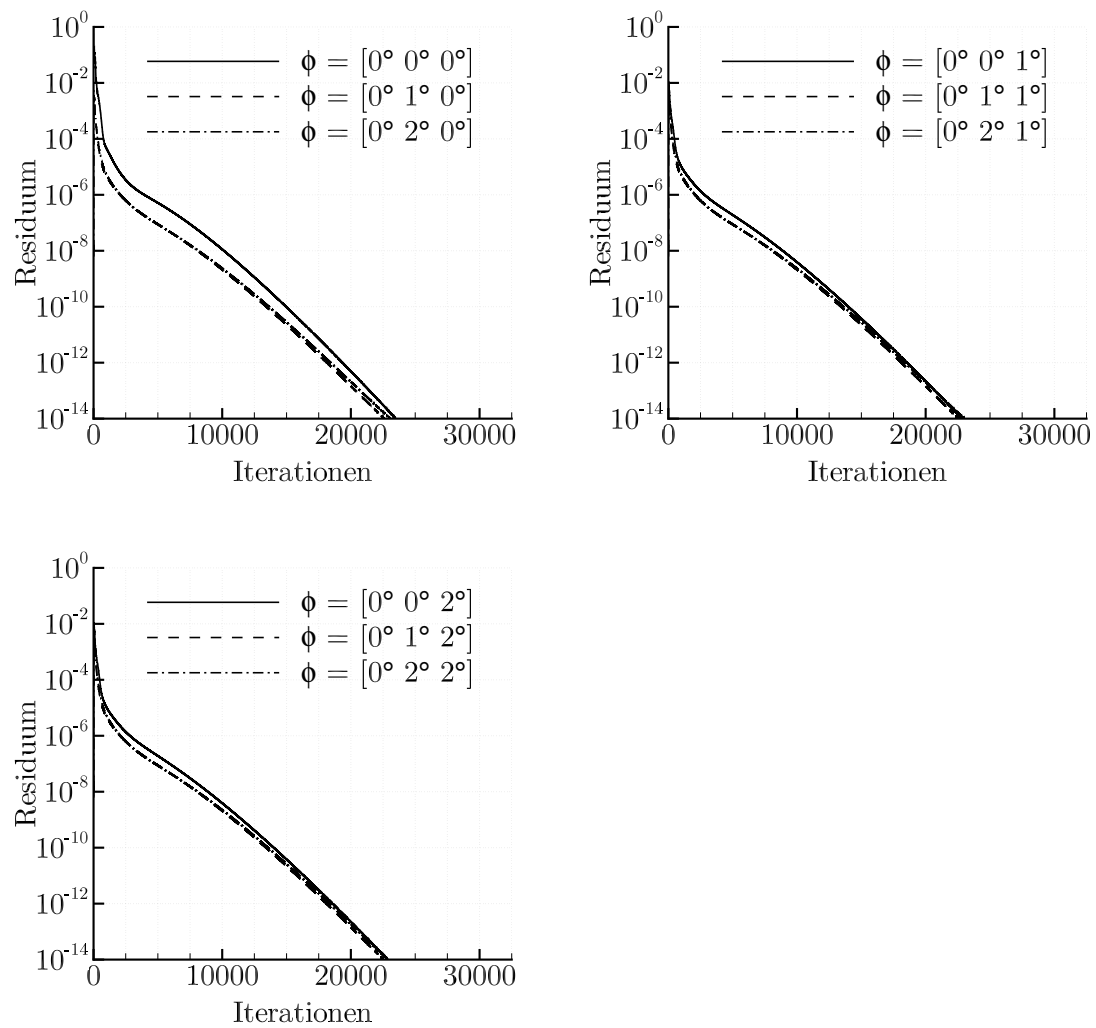
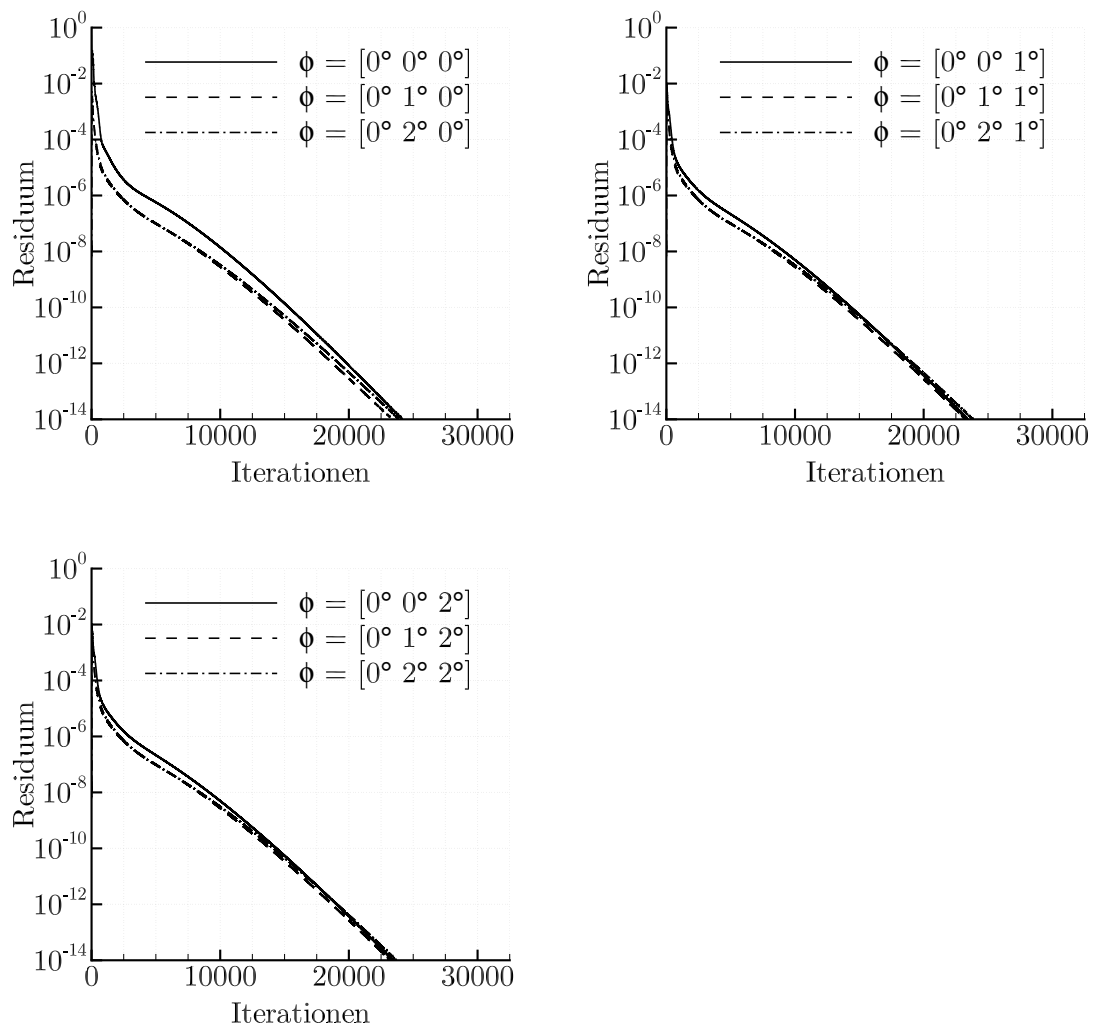
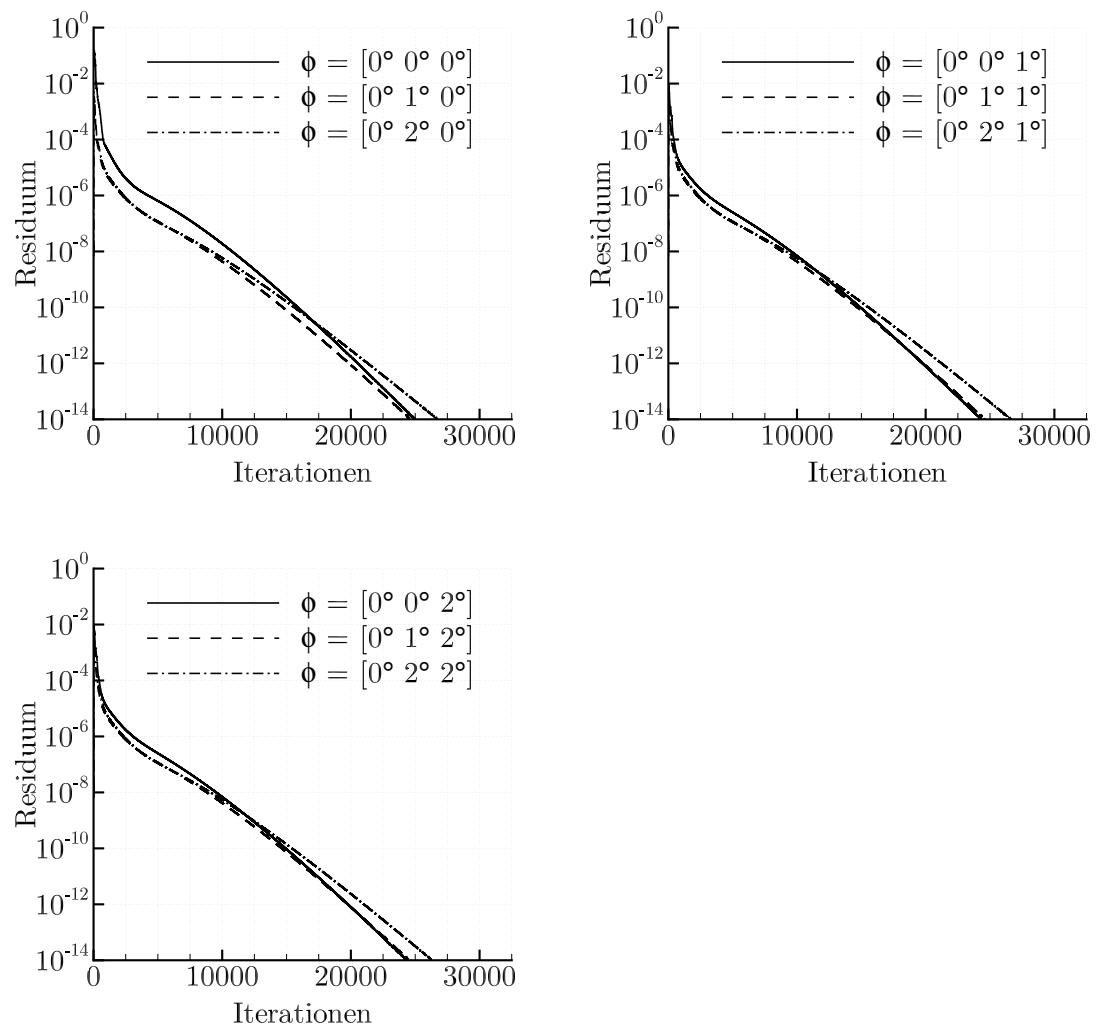
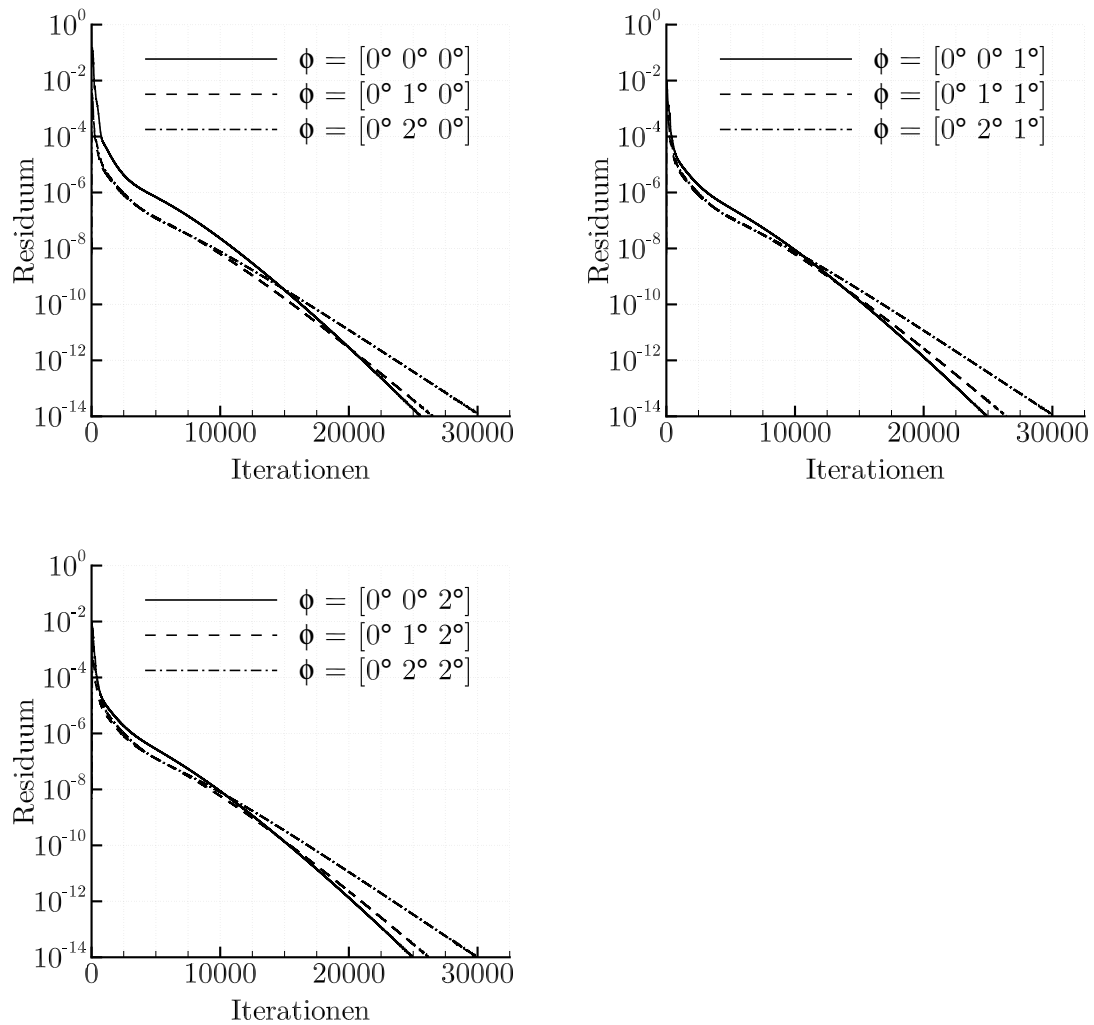
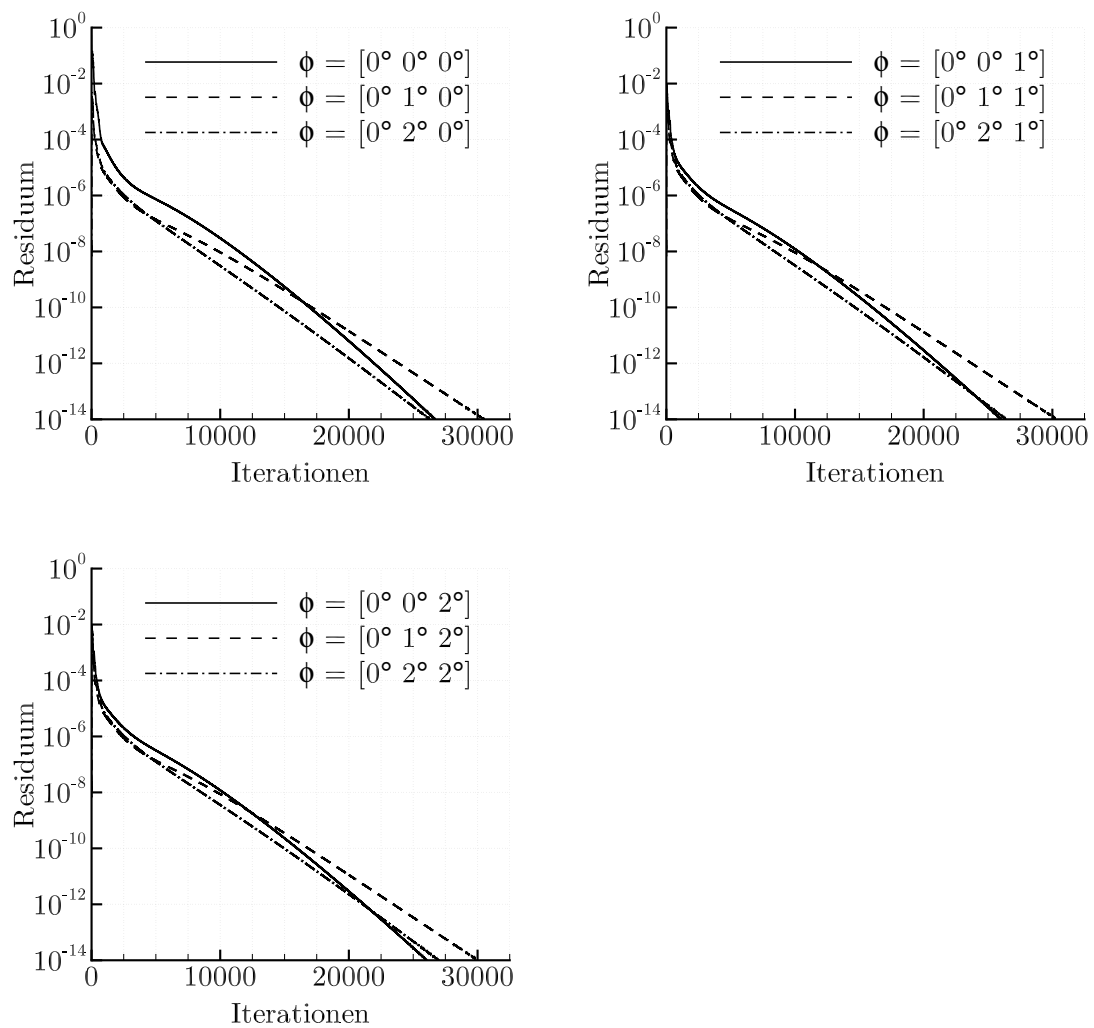


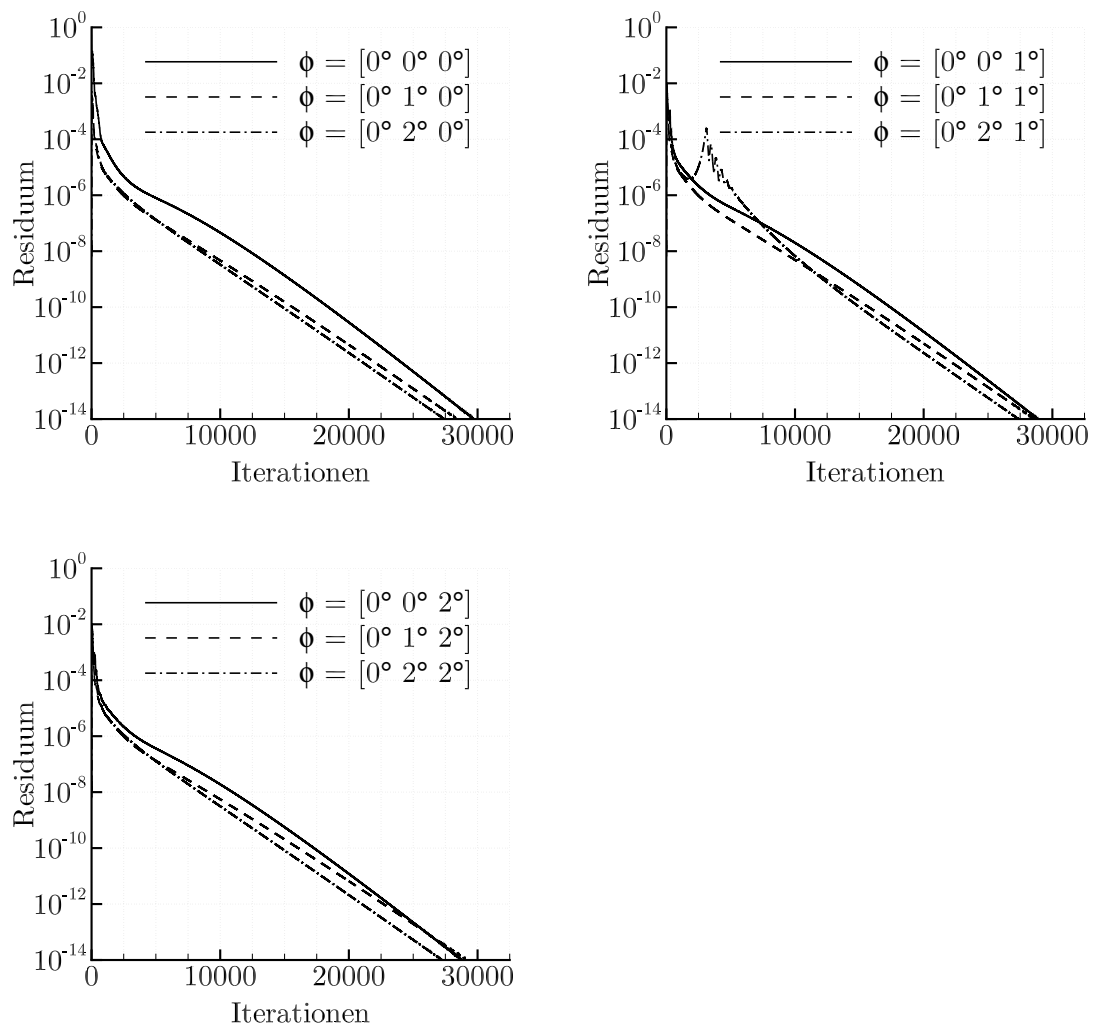
Abbildung B.1.: **Logarithmisch aufgetragene Dichte-Residuen bei $Ma = 0,8$**

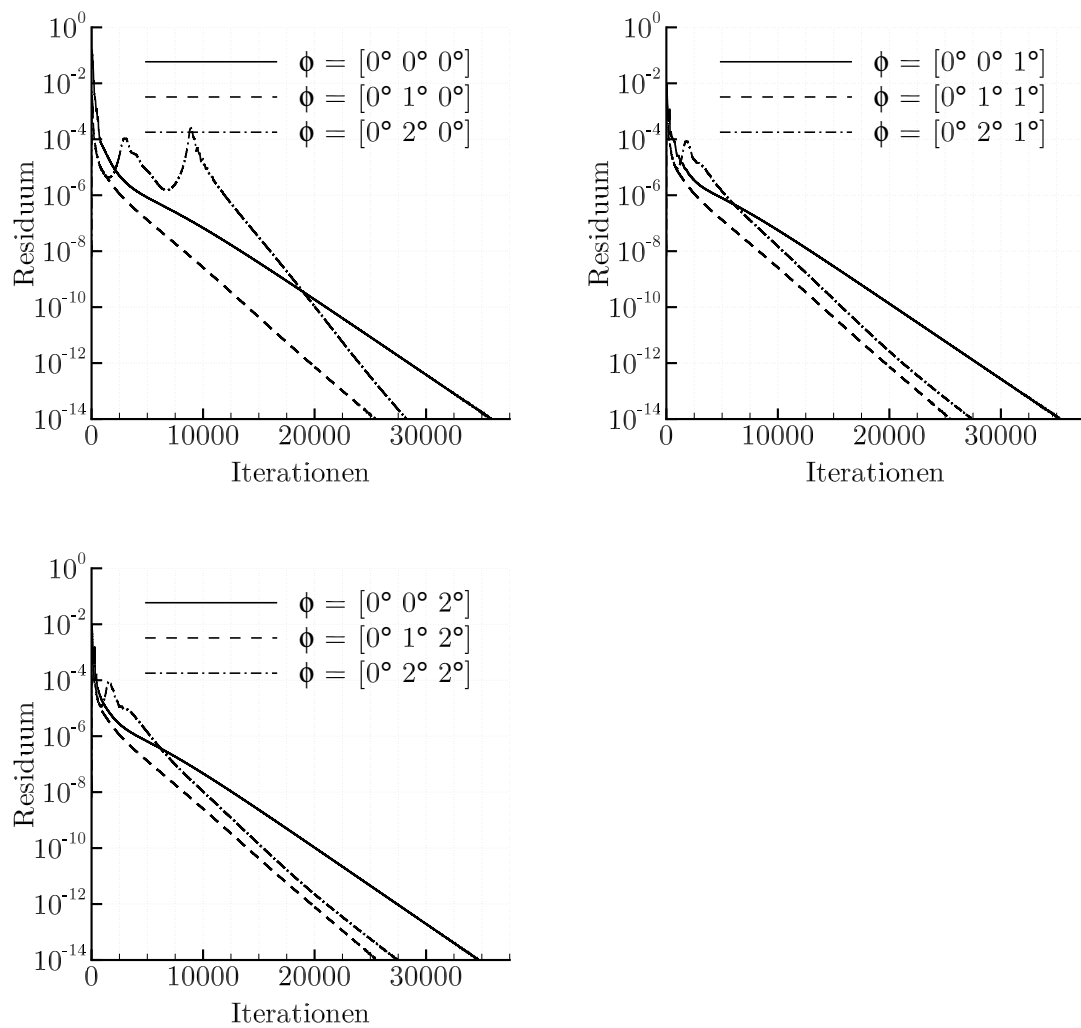
Abbildung B.2.: **Logarithmisch aufgetragene Dichte-Residuen bei $Ma = 0.82$**

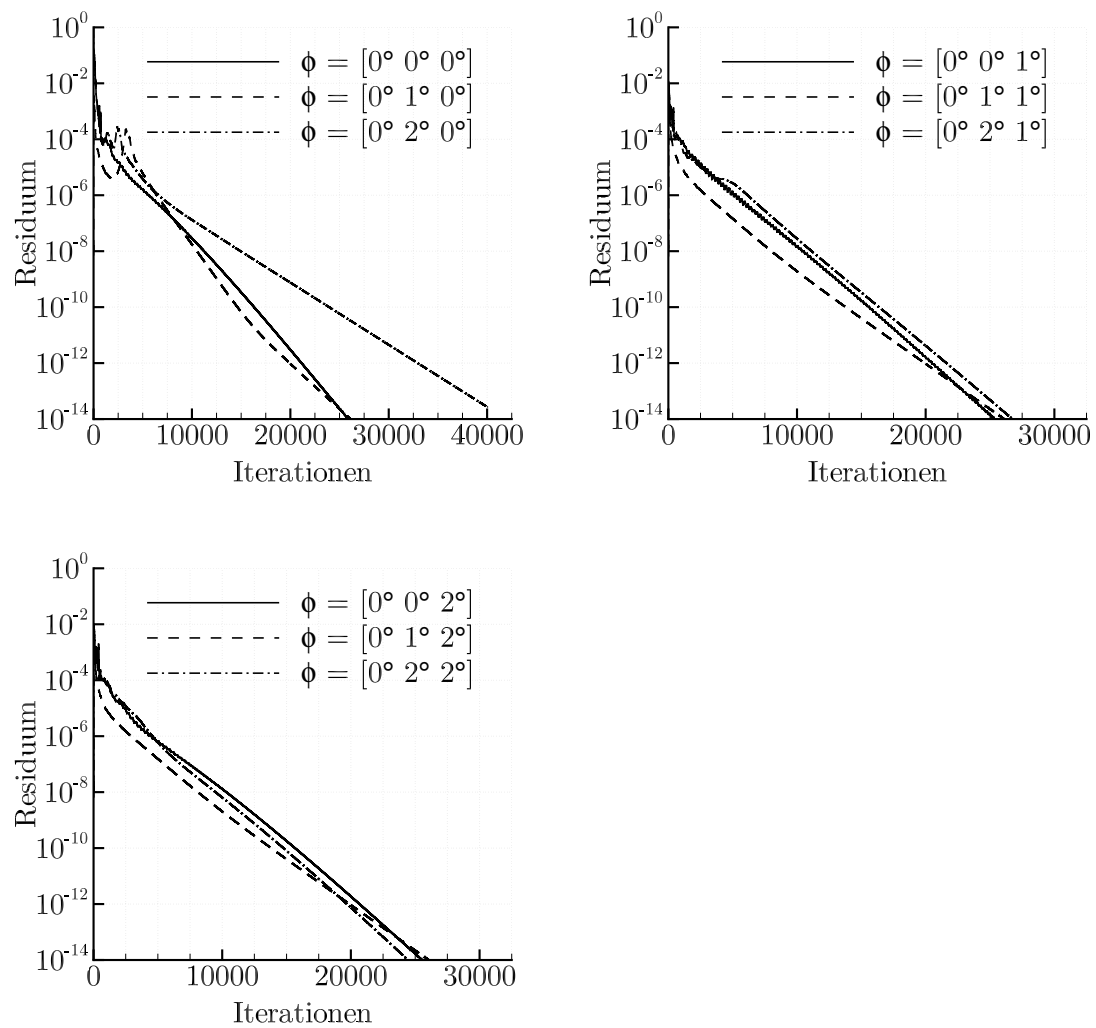
Abbildung B.3.: **Logarithmisch aufgetragene Dichte-Residuen bei $Ma = 0,84$**

Abbildung B.4.: **Logarithmisch aufgetragene Dichte-Residuen bei $Ma = 0,85$**

Abbildung B.5.: **Logarithmisch aufgetragene Dichte-Residuen bei $Ma = 0,86$**

Abbildung B.6.: **Logarithmisch aufgetragene Dichte-Residuen bei $Ma = 0,87$**

Abbildung B.7.: **Logarithmisch aufgetragene Dichte-Residuen bei $Ma = 0.88$**

Abbildung B.8.: **Logarithmisch aufgetragene Dichte-Residuen bei $Ma = 0,89$**